

ISSN 0367-6765

Том 88, Номер 11

Ноябрь 2024

ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ



В журнале «Известия Российской академии наук. Серия физическая» публикуются полнотекстовые статьи, подготовленные по материалам лучших докладов, рекомендованных программными комитетами научных конференций, симпозиумов и совещаний, созываемых Российской академией наук.

СОДЕРЖАНИЕ

Том 88, номер 11, 2024

Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)

Изочастотные зависимости спиновых волн в касательно-намагниченной ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой

Э. Г. Локк, С. В. Герус

1676

Исследование невзаимных характеристик спиновых волн при их взаимодействии со слабоконтрастным магнонным кристаллом

С. В. Герус, Э. Г. Локк

1683

Моделирование возбуждения микроволнового диэлектрического резонатора щелью в стенке прямоугольного волновода

Л. В. Алексейчик, А. А. Курушин

1689

Структурные особенности и магнитные свойства композиционных материалов бентонит/оксиды железа

М. Н. Шипко, А. В. Носков, М. А. Степович, А. В. Агафонов,
О. В. Алексеева, Д. Н. Яшкова, Е. С. Савченко

1694

Магнитные свойства и особенности структуры нанокомпозитов на основе ферритов CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , $\text{CuNiFe}_2\text{O}_4$, синтезированных в низкотемпературной подводной плазме

М. Н. Шипко, М. А. Степович, А. В. Хлюстова, А. В. Агафонов, Н. А. Сироткин, Е. С. Савченко

1700

Компенсация магнитостатической связи между магнитными слоями в спин-туннельном элементе

Д. В. Васильев, О. П. Поляков, П. А. Поляков, В. В. Амеличев, С. И. Касаткин, Д. В. Костюк

1705

О доменной структуре пленок ферритов-гранатов со сложной анизотропией при квазистационарном перемагничивании

А. В. Матюнин, Г. М. Николадзе, П. А. Поляков

1710

Исследование особенностей протекания электрического тока в двумерном периодическом элементе магнитного сенсора

В. С. Шевцов, П. А. Поляков

1715

Исследование параметров электромагнитного поля при индукционно-резистивном нагреве ферромагнитных материалов

М. А. Федин, А. И. Василенко, В. В. Крылов, Д. А. Жгутов

1720

Исследование нелинейных процессов в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии торцевого исполнения и несимметричных режимов их работы

С. Ю. Останин, Н. И. Абдугалиев, И. А. Федоров, Цуй Шумэй, Чжсу Чунбо

1725

Применение новых материалов для нелинейных магнитных систем гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения для повышения энергетических показателей

С. Ю. Останин, Н. И. Абдугалиев, А. С. Лискин, И. М. Милляев, Цуй Шумэй, Чжсу Чунбо

1730

Механизмы влияния внешних и внутренних полей размагничивания на процессы образования, динамики и эволюции вихревой структуры в двойниковых $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ высокотемпературных сверхпроводниках

Х. Р. Ростами

1735

Перспективные задачи для геостационарной группировки детекторов молний

А. Л. Филатов

1742

Математическая модель электромагнитных полей вблизи дефектов, регистрируемых методами магнитооптической дефектоскопии

Д. М. Филиппов, Н. В. Луговской, А. А. Шуйский, В. Н. Бержанский

1746

Импедансно-согласованные керамические материалы на основе феррошпинелей

*С. В. Серебрянников, А. В. Долгов, С. С. Серебрянников,
В. Г. Ковальчук, А. М. Белевцев, И. К. Епанешникова, В. Л. Крючков*

1753

Фундаментальные вопросы и приложения физики атомного ядра

Возможные исследования двухчастичных корреляций по поперечному импульсу в протон-протонных и дейtron-дейtronных взаимодействиях при энергии NICA

А. Галоян, А. Рибон, В. Ужинский

1759

Анализ данных эксперимента по исследованию протон-протонных корреляций в реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$

А. А. Каспаров, М. В. Мордовской, В. В. Мицук, В. М. Лебедев, А. В. Спасский

1766

Экспериментальная установка для прецизионного определения характеристик пучков протонов высоких энергий

*В. В. Петров, В. И. Жеребчевский, Н. А. Мальцев, С. Ю. Торилов,
Н. А. Прокофьев, Е. О. Землин, Д. А. Комарова*

1771

Эффекты локального несохранения пространственной четности в сильных взаимодействиях в Pb-Pb столкновениях при энергии БАК

В. Н. Коваленко

1777

Особенности изотопного распределения урана на границе полярной и неполярной сред

Д. А. Румянцева, В. Г. Зиновьев, И. А. Митропольский

1783

Многопараметрическая система регистрации ионизирующих излучений для определения состава отработанного ядерного топлива

К. В. Ериков, Н. Е. Мишина, Д. В. Тимонин

1789

Трансмутация Am-241 на синхроциклотроне Петербургского института ядерной физики

И. Е. Алексеев, К. В. Ериков

1795

Оценки энергий $2_1^+, 4_1^+, 6_1^+$ - состояний в ядрах лантаноидной группы

А. Д. Ефимов, И. В. Коваль, И. Н. Изосимов

1799

Оптико-модельный анализ упругого рассеяния дейтрана на ядре ${}^{16}\text{O}$ с учетом резонансного вклада

Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов, А. В. Морозова, С. М. Селянкина, С. М. Таова

1804

Физика магнетизма

Эффект Холла в аморфных и кристаллических ферромагнитных сплавах $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$

О. Кувандиков, И. Субханкулов, Р. М. Ражабов, Ш. А. Хомитов

1816

Исследование вязкости магнитножидкостных систем с помощью разработанного капиллярного вискозиметра

А. А. Чураев, Е. В. Шельдешова, Е. В. Бондарь, П. А. Ряполов

1822

Изучение изменения состава поверхности CdTe при имплантации ионов O_2^+ и последующего отжига

А. А. Абдуваитов, Х. Х. Болтаев, Б. Е. Умирзаков, Д. А. Таимухамедова, Г. Абдурахмонов

1830

Особенности магнитооптических спектров бислоев NiFe-Ta

М. М. Яшин, А. Н. Юрсов, М. А. Симдянова, И. В. Гладышев, Т. Н. Бахвалова

1835

CONTENTS

Vol. 88, No. 11, 2024

Electromagnetic field and materials (fundamental physical research)

Isوفrequency dependences of spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate bounding with a perfect magnetic wall <i>E. H. Lock, S. V. Gerus</i>	1676
Investigation of nonreciprocal characteristics of spin waves in their interaction with a weakly contrasting magnon crystal <i>S. V. Gerus, E. H. Lock</i>	1683
Simulation of excitation of a microwave dielectric resonator by a slot in the wall rectangular waveguide <i>L. V. Alekseychik, A. A. Kurushin</i>	1689
Structural features and magnetic properties of bentonite/iron oxide composite materials <i>M. N. Shipko, A. V. Noskov, M. A. Stepovich, A. V. Agafonov, O. V. Alekseeva, D. N. Yashkova, E. S. Savchenko</i>	1694
Magnetic properties and structure features of nanocomposites based on ferrites CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , CuFe_2O_4 synthesized in low temperature underwater plasma <i>M. N. Shipko, M. A. Stepovich, A. V. Khlustova, A. V. Agafonov, N. A. Sirotnik, E. S. Savchenko</i>	1700
Compensation of magnetostatic interaction between magnetic layers in a spin tunnel element <i>D. V. Vasilyev, O. P. Polyakov, P. A. Polyakov, V. V. Amelichev, S. I. Kasatkin, D. V. Kostyuk</i>	1705
On the domain structure of ferrite-garnet films with complex anisotropy under quasi-stationary magnetization reversal <i>A. V. Matyunin, G. M. Nikoladze, P. A. Polyakov</i>	1710
Study of the electric current flow characteristics in a two-dimensional periodic element of a magnetic sensor <i>V. S. Shevtsov, P. A. Polyakov</i>	1715
Study of electromagnetic field parameters during induction-resistive heating of ferromagnetic materials <i>M. A. Fedin, A. I. Vasilenko, V. V. Krylov, D. A. Zhgutov</i>	1720
Investigation of nonlinear processes in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design and of no symmetric modes of their operation <i>S. Y. Ostanin, N. I. Abdugaliyev, I. A. Fedorov, Cui Shumei, Zhu Chunbo</i>	1725
Application of new materials for nonlinear magnetic systems of in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design for improve energy indicators <i>S. Y. Ostanin, N. I. Abdugaliyev, A. S. Liskin, I. M. Milyaev, Cui Shumei, Zhu Chunbo</i>	1730
Mechanisms of influence of external and internal demagnetization fields on the formation, dynamics, and evolution of vortex structure in twinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ high temperature superconductors <i>Kh. R. Rostami</i>	1735
Promising applications for a geostationary constellation of lightning detectors <i>A. L. Filatov</i>	1742

Mathematical model of electromagnetic fields near defects registered by magneto-optical defectoscopy methods

D. M. Filippov, N. V. Lugovskoy, A. A. Shuyskyy, V. N. Berzhansky

1746

Impedance-matched ceramic materials based on ferrospinels

S. V. Serebryannikov, A. V. Dolgov, S. S. Serebryannikov, V. G. Kovalchuk, A. M. Belevtsev, I. K. Epaneshnikova, V. L. Kryuchkov

1753

Fundamental problems and applications of physics of atomic nucleus

Possible study of two-particle transverse momentum correlations in proton-proton and deuteron-deuteron interactions at NICA energies

A. Galoyan, A. Ribon, V. Uzhinsky

1759

Simulation and analysis of preliminary data of the experiment to study proton-proton correlations in the $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$ reaction

A. A. Kasparov, M. V. Mordovskoy, V. V. Mitsuk, V. M. Lebedev, A. V. Spassky

1766

Experimental setup based on pixel detectors for precision determination of high energy proton beams characteristics

V. V. Petrov, V. I. Zhrebchevsky, N. A. Maltsev, S. Yu. Torilov, N. A. Prokofev, E. O. Zemlin, D. A. Komarova

1771

Effects of local parity nonconservation in strong interactions in Pb-Pb collisions at LHC energy

V. N. Kovalenko

1777

Features of the isotopic distribution of uranium at the boundary of polar and nonpolar media

D. A. Rumyantseva, V. G. Zinoviev, I. A. Mitropolsky

1783

A multiparametric system to determine the composition of spent fuel by analyzing its radiation

K. V. Ershov, N. E. Mishina, D. V. Timonin

1789

Transmutation of Am-241 at the Petersburg Nuclear Physics Institute synchrotron

I. E. Alekseev, K. V. Ershov

1795

Estimates of the energies of 2_1^+ , 4_1^+ , 6_1^+ - states in the lanthanide group nuclei

A. D. Efimov, I. V. Koval, I. N. Izosimov

1799

Optical model analysis of deuteron elastic scattering on ${}^{16}O$ nuclei regarding resonance contribution

L. N. Generalov, V. A. Zhrebtskov, A. V. Morozova, S. M. Selyankina, S. M. Taova

1804

Physics of Magnetism

Hall effect in amorphous and crystalline ferromagnetic alloys $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ and $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$

O. Kuvandikov, I. Subkhankulov, R. M. Rajabov, Sh. A. Khomitov

1815

Investigation of the viscosity of magnetic-liquid systems using the developed capillary viscometer

A. A. Churaev, E. V. Shel'deshova, E. V. Bondar', P. A. Ryapolov

1822

Analysis of the change in the composition of the CdTe surface upon implantation of O_2^+ ions and subsequent annealing

A. A. Abdurakhmanov, Kh. Kh. Boltaev, B. E. Umirzakov, D. A. Tashmukhamedova, G. Abdurakhmanov

1830

The peculiarities of magneto-optical spectra of NiFe-Ta bilayers

M. M. Yashin, A. N. Yurasov, M. A. Simdyanova, I. V. Gladyshev, T. N. Bakhvalova

1835

Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)

Редактор тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук **Ф. Н. Шакирзянов**

УДК 537.624:537.632

ИЗОЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПИНОВЫХ ВОЛН В КАСАТЕЛЬНО-НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

© 2024 г. Э. Г. Локк¹, *, С. В. Герус¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники
и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук»,
Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

* E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

На основе уравнений Максвелла (без использования магнитостатического приближения) получено дисперсионное уравнение и рассчитаны изочастотные зависимости для спиновых волн в касательно-намагниченной ферритовой пластине, одна из поверхностей которой граничит с идеальной магнитной стенкой. Обнаружено, что распределение волны по толщине пластины описывают два волновых числа, а изочастотные зависимости для разных мод спиновых волн плавно переходят одна в другую и имеют участки, соответствующие объемно-объемному, объемно-поверхностному и поверхности-поверхностному распределению волн.

DOI: 10.31857/S0367676524110018, EDN: FNEQHX

ВВЕДЕНИЕ

Для дальнейшего развития магноники, происходящего в последние годы [1], необходимо развивать новые теоретические и экспериментальные методы исследования характеристик спиновых волн (СВ) (см., например, [2–4]).

Как известно, СВ с волновыми числами $0 < k < 10^4 \text{ см}^{-1}$, обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [5], считая, что величина волнового числа СВ $k \gg k_0 \equiv \omega/c$ (здесь ω – циклическая частота СВ, а c – скорость света в вакууме) и поэтому в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c . Тем не менее иногда МСП не использовалось для описания СВ, в результате чего для СВ были обнаружены новые свойства [6–12], что, несомненно, является стимулом для дальнейших исследований СВ без МСП. Так, в работах [15, 16] без использования МСП была впервые корректно решена задача о распространении СВ в произвольном направлении в касательно-намагниченной ферритовой пластине [15], включая случай, когда одна из поверхностей пластины граничит с идеальным металлом [16].

Перспективным направлением современной радиоэлектроники является создание искусственных структур, имитирующих свойства идеальной

«магнитной стенки» [17] на поверхности различных сред, поскольку характеристики электромагнитных волн в таких метаструктурах могут выгодно отличаться от характеристик этих волн в изотропных и анизотропных средах. Поэтому актуальным представляется исследовать влияние граничных условий типа «магнитной стенки» на характеристики СВ без МСП.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть у нас имеется бигиротропный слой толщиной s , касательно намагниченный до насыщения однородным магнитным полем \vec{H}_0 , направленным вдоль оси z (см. вставку на рис. 1). Такой слой, как известно [6, 18], характеризуется диэлектрической и магнитной проницаемостями, описываемыми эрмитовыми тензорами второго ранга ϵ_2 и μ_2 :

$$\overset{\leftrightarrow}{\mu}_2 = \begin{vmatrix} \mu & iv & 0 \\ -iv & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}, \overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_2 = \begin{vmatrix} \epsilon & ig & 0 \\ -ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

В работах [15, 16] было аналитически решена система уравнений Максвелла (без использования

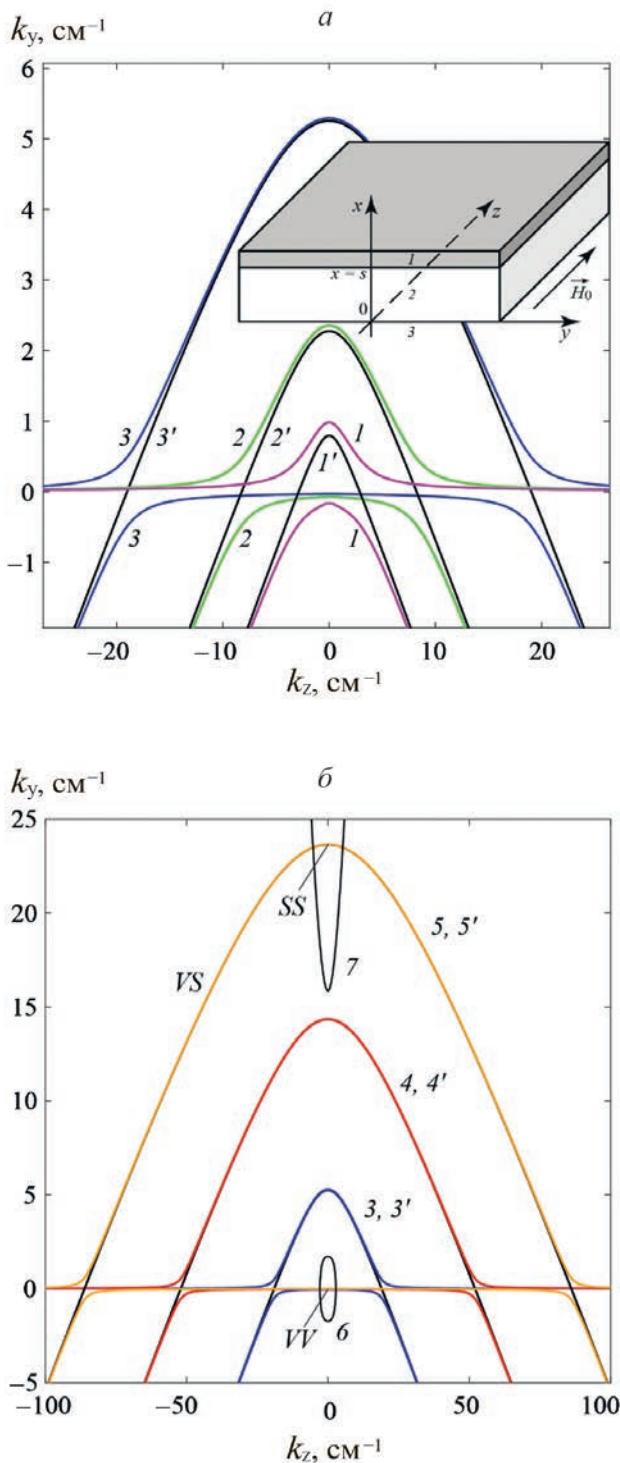


Рис. 1. Изочастотные зависимости для первой моды СВ в ферритовой пластине, граничащей с магнитной стенкой: кривые 1'–4' рассчитаны с использованием МСП, а кривые 1–4 – без МСП для следующих частот: 1 и 1' – 2195, 2 и 2' – 2190, 3 и 3' – 2180, 4 и 4' – 2150, 5 и 5' – 2120 МГц. Показаны граничные кривые 6 и 7 для частоты 2120 МГц, отделяющие на кривой 5 область с волнами *VV*-, *VS* и *SS*-типа. На вставке показана геометрия задачи: 1 – слой идеальной магнитной стенки, 2 – бигиротропный слой (или ферритовая пластина) толщиной *s*, 3 – изотропный диэлектрик (или вакуум).

каких-либо приближений) для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль такого бигиротропного слоя в произвольном направлении. Ниже мы воспользуемся результатами работ [15, 16] для вывода дисперсионного уравнения электромагнитных волн в бигиротропном слое, граничащем с идеальной магнитной стенкой и рассмотрим характеристики электромагнитных волн, распространяющихся вдоль ферритовой пластины, для которой компоненты μ и v тензора μ_2 имеют вид [6]

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M \omega_H}{\omega^2 - \omega^2}, \quad v = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, $\omega = 2\pi f$, γ – гиромагнитная постоянная, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения феррита, f – частота электромагнитных колебаний.

Пусть бигиротропный слой 2 граничит с идеальной магнитной стенкой 1 и полупространством 3 изотропного диэлектрика (см. вставку к рис. 1). Характеризуя электромагнитные поля в средах 2 и 3, сопоставим им индексы $j = 2$ или 3 . Полупространство 3 имеет скалярные относительные диэлектрическую и магнитную проницаемости ϵ_3 и μ_3 . Пусть монохроматическая электромагнитная волна с частотой ω изменяется во времени по закону $\sim \exp(i\omega t)$ и распространяется в плоскости бигиротропного слоя. Такая волна должна удовлетворять системе уравнений Максвелла для комплексных амплитуд в каждой среде

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{rot } \vec{E}_j + i\omega \vec{B}_j/c = 0 \\ \text{div } \vec{B}_j = 0 \\ \text{rot } \vec{H}_j - i\omega \vec{D}_j/c = 0 \\ \text{div } \vec{D}_j = 0 \end{array} \right., \quad (3)$$

где \vec{E}_j , \vec{H}_j , \vec{D}_j и \vec{B}_j – амплитуды векторов напряженности СВЧ электрического и магнитного полей и их индукций, связанных соотношениями

$$\vec{D}_j = \vec{\epsilon}_j \vec{E}_j \text{ и } \vec{B}_j = \vec{\mu}_j \vec{H}_j. \quad (4)$$

В отличие от работ [7, 11], где решение системы (3) искали в виде $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$, мы считаем такой подход некорректным и будем искать решения системы (3) в виде

$$\vec{E}_j = \vec{e}_j(x) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \text{ или}$$

$$E_{xj, yj, zj} = e_{xj, yj, zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z), \quad (5)$$

$$\vec{H}_j = \vec{h}_j(x) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \text{ или}$$

$$H_{xj, yj, zj} = h_{xj, yj, zj}(x) \exp(-ik_y y - ik_z z). \quad (6)$$

То есть, мы будем искать решение в виде однородной плоской волны, характеризующейся

волновым вектором \vec{k} в плоскости yz -слоя, считая, что зависимость волны от координаты x (нормальной к плоскости пластины) должна быть найдена в ходе решения системы (3).

Здесь наряду с декартовой системой координат $\{x; y; z\}$ использована полярная система координат $\{x; r; \varphi\}$, в которой углы φ отсчитываются от оси y в направлении против часовой стрелки. Координаты обеих систем и компоненты k_y и k_z вектора \vec{k} связаны соотношениями $y = r \cos\varphi$, $z = r \sin\varphi$, $k_y = k \cos\varphi$, $k_z = k \sin\varphi$ и $k^2 = k_y^2 + k_z^2$.

Как показано в [15, 16], в результате подстановки выражений (5) и (6) в систему (3) последняя сводится к дифференциальному уравнению четвёртого порядка, которому соответствует биквадратное характеристическое уравнение, определяющее волновые числа распределения электромагнитной волны в поперечном сечении бигиротропного слоя. Это характеристическое уравнение имеет четыре корня k_{x21} , k_{x22} , $k_{x23} = -k_{x21}$ и $k_{x24} = -k_{x22}$, которые могут принимать только действительные или только мнимые значения.

Таким образом, оказалось, что распределение СВ по толщине бигиротропного слоя всегда описывает не одно волновое число, а два волновых числа k_{x21} и k_{x22} . В частности, внутри слоя может возникать три типа распределения спиновых волн – поверхностно-поверхностное или *SS*-типа (k_{x21} и k_{x22} – действительные числа), объемно-поверхностное или *VS*-типа (k_{x21} мнимое число, а k_{x22} – действительное) и объемно-объемное или *VV*-типа (k_{x21} и k_{x22} мнимые числа), что принципиально отличает полученное описание СВ от их описания в МСП. В итоге в работах [15, 16] были получены выражения для всех компонент электромагнитного поля как внутри, так и вне бигиротропного слоя, и в результате решения граничных задач были выведены дисперсионные уравнения для электромагнитных волн в свободном [15] и в односторонне металлизированном [16] бигиротропном слое (для случая, когда k_{x21} и k_{x22} – действительные числа).

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВОЛН В БИГИРОТРОПНОМ СЛОЕ, ГРАНИЧАЩЕМ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

Выведем теперь дисперсионное уравнение для электромагнитных волн в бигиротропном слое, граничащем с идеально проводящей магнитной стенкой (рис. 1). Для записи системы уравнений воспользуемся выражениями для компонент электромагнитного поля E_x , E_y , E_z , H_x , H_y и H_z для волны *SS*-типа внутри и вне слоя (см. формулы (59) – (64) и (72) – (84) в [15]). Удовлетворяя граничным условиям непрерывности тангенциальных компонент E_y , E_z , H_y и H_z при $x = 0$ и граничным условиям на

поверхности магнитной стенки (равенство нулю компонент H_y и H_z при $x = s$), получим систему из шести уравнений для постоянных коэффициентов A , B , C , D , K , L :

$$\Sigma_0(s) = 0,$$

$$b_0 \Sigma_0(s) + F_{g2} \Sigma_1(s) + b_2 \Sigma_2(s) + F_{vg} \Sigma_3(s) = 0,$$

$$K = \Sigma_0(0),$$

$$K k_y k_z + L k_{x3} k_0 \mu_3 = q_3^2 \left[a_0 \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) + a_2 \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) \right] / F_2, \quad (7)$$

$$L = \Sigma_2(0),$$

$$L k_y k_z + K k_{x3} k_0 \varepsilon_3 = q_3^2 \left[b_0 \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + b_2 \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) \right] / F_2,$$

где величины Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 , Σ_3 включают коэффициенты A , B , C и D и имеют вид

$$\begin{aligned} \Sigma_0(x) = & A \exp(k_{x21} x) + B \exp(-k_{x21} x) + \\ & + C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_1(x) = & \frac{k_{x21}}{k_0} (A \exp(k_{x21} x) - B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \frac{k_{x22}}{k_0} (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_2(x) = & \beta_1 (A \exp(k_{x21} x) + B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \beta_2 (C \exp(k_{x22} x) + D \exp(-k_{x22} x)). \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_3(x) = & \frac{\beta_1 k_{x21}}{k_0} (A \exp(k_{x21} x) - B \exp(-k_{x21} x)) + \\ & + \frac{\beta_2 k_{x22}}{k_0} (C \exp(k_{x22} x) - D \exp(-k_{x22} x)), \end{aligned} \quad (11)$$

а величины F_v , F_g , F_{vg} , β_1 , β_2 , F_{v2} , F_{g2} , F_2 , a_0 , a_2 , b_0 , b_2 , q_3 определяют выражения (9) – (11), (31), (32), (45), (46), (49) – (53) и (84) в [15].

Подставляя в системе (7) $\Sigma_0(s) = 0$ из 1-го во 2-е уравнение, а коэффициенты K и L из 3-го и 5-го уравнений в 4-е и 6-е уравнения, получим систему из четырех уравнений для коэффициентов A , B , C и D :

$$\Sigma_0(s) = 0,$$

$$F_{g2} \Sigma_1(s) + b_2 \Sigma_2(s) + F_{vg} \Sigma_3(s) = 0,$$

$$\left(a_0 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{vg} \Sigma_1(0) +$$

$$\begin{aligned}
 & + \left(a_2 - \frac{\mu_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{v2} \Sigma_3(0) = 0 \\
 & \left(b_0 - \frac{\epsilon_3 k_{x3} k_0}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_0(0) + F_{g2} \Sigma_1(0) + \\
 & + \left(b_2 - \frac{k_y k_z}{q_3^2} F_2 \right) \Sigma_2(0) + F_{vg} \Sigma_3(0) = 0
 \end{aligned} \quad (12)$$

Подставляя в систему (12) выражения (8) – (11) и приводя подобные при коэффициентах A , B , C и D , получим систему уравнений

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0 \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0 \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0 \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0 \end{cases} \quad (13)$$

где элементы матрицы $d_{11} – d_{14}$ и $d_{31} – d_{44}$ описывают формулы (53) – (56) и (62) – (68) в [16], а элементы $d_{21} – d_{24}$ имеют вид

$$d_{21} = \left(b_2 \beta_1 + \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{vg} + \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(k_{x21}s), \quad (14)$$

$$d_{22} = \left(b_2 \beta_1 - \frac{k_{x21}}{k_0} \beta_1 F_{vg} - \frac{k_{x21}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(-k_{x21}s), \quad (15)$$

$$d_{23} = \left(b_2 \beta_2 + \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{vg} + \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(k_{x22}s), \quad (16)$$

$$d_{24} = \left(b_2 \beta_2 - \frac{k_{x22}}{k_0} \beta_2 F_{vg} - \frac{k_{x22}}{k_0} F_{g2} \right) \exp(-k_{x22}s). \quad (17)$$

Итак, дисперсионное уравнение для электромагнитной волны *SS*-типа в бигиротропном слое, граничащем с магнитной стенкой, представляет собой определитель четвертого порядка для системы (13).

ИЗОЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ИДЕАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТЕНКОЙ

Рассмотрим в качестве примера характеристики электромагнитных волн в ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой, считая диэлектрическую проницаемость пластины ϵ_2 скалярной величиной и полагая $\epsilon = \epsilon_{zz} = \epsilon_2$ и $g = 0$. Очевидно, что этим волнам будут соответствовать СВ.

При проведении расчетов будем использовать следующие параметры: $H_0 = 300$ Э, $s = 40$ мкм, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $\epsilon_2 = 15$ и $\epsilon_3 = \mu_3 = 1$.

Как видно из рис. 1, изочастотные зависимости СВ, рассчитанные с использованием МСП (кривые $1' – 5'$) и без него (кривые $1 – 5$), значительно

отличаются в области значений $-1.5 \text{ см}^{-1} < k_y < 1.5 \text{ см}^{-1}$ для всех частот: точные зависимости имеют новые протяженные участки, расположенные вблизи оси k_z , и фактически состоят из двух отдельных кривых, расположенных выше и ниже оси k_z (т.е. в области значений $k_y > 0$ и в области значений $k_y < 0$). Кроме того, на рис. 1 для частоты 2120 МГц показаны граничные кривые (подробнее о них см. [15]), отделяющие на изочастотной зависимости участки *VV*-, *VS*- и *SS*-типа, которым соответствует объемно-объемное, объемно-поверхностное

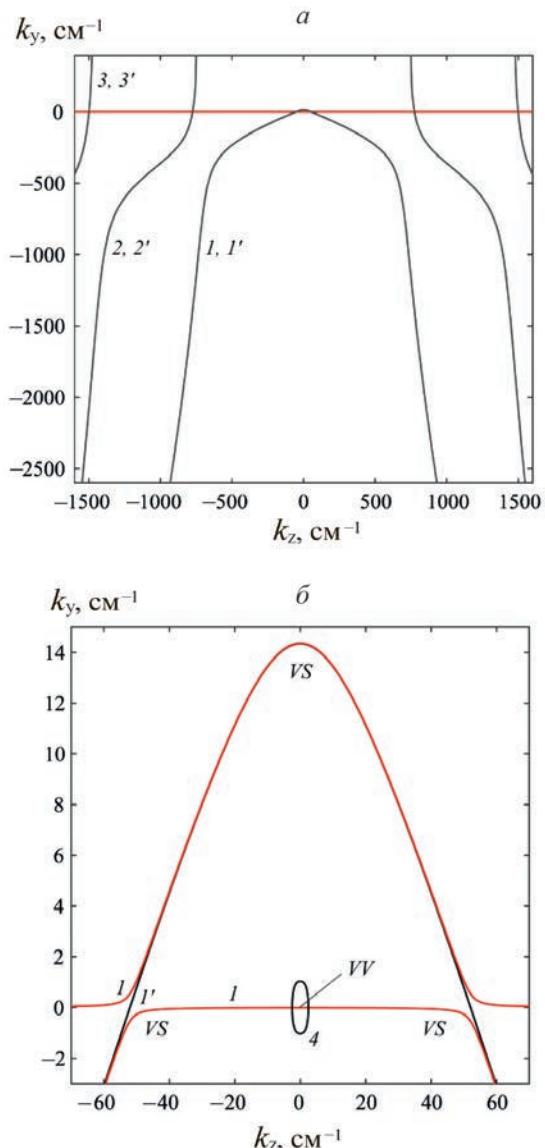


Рис. 2. Общий вид (а) и детальный вид вблизи начала координат (б) изочастотных зависимостей СВ в ферритовой пластине, граничащей с магнитной стенкой для частоты 2150 МГц. Кривые 1–3 рассчитаны без использования МСП, а кривые $1', 2', 3'$, соответствующие первой, второй и третьей модам СВ, – с использованием МСП. Показана граничная кривая 4, отделяющая на кривой 1 *VV*- и *VS*-области, в которых СВ имеет соответственно объемно-объемное и объемно-поверхностное распределение по толщине пластины.

и поверхностно-поверхностное распределение СВ по толщине пластины.

Очевидно, возникает вопрос: является ли ось k_z асимптотой для точных изочастотных кривых, расположенных выше оси k_z (при $k_y > 0$) или же эти кривые пересекают ось абсцисс при больших значениях k_z ? Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим изочастотную зависимость, например для частоты 2150 МГц, представленную на рис. 2 a для первой, второй и третьей моды СВ (кривые 1'–3' и кривые 1–3 соответственно рассчитаны с использованием МСП и без него). Как видно из рис. 2 a , зависимости, рассчитанные в МСП и без него, в целом хорошо совпадают, существенно отличаясь лишь в области значений $-1.5 \text{ см}^{-1} < k_y < 1.5 \text{ см}^{-1}$: как видно из рис. 2 b и 3, точные кривые имеют протяженные участки, которых нет у приближенных кривых, причем все эти новые участки расположены вблизи оси k_z . Так, кривая 1, расположенная на рис. 2 b выше оси k_z , пересекает эту ось при значении $k_z \sim -390 \text{ см}^{-1}$ и в дальнейшем (при $k_z \sim -770 \text{ см}^{-1}$) переходит в кривую 2, расположенную ниже оси k_z на рис. 3 a . За 1 и асимптотически приближающуюся к кривой 2'. Точно также кривая 2, расположенная на рис. 3 a выше оси k_z , пересекает ось k_z при значении $k_z \sim -1110 \text{ см}^{-1}$ и в дальнейшем (при $k_z \sim -1493 \text{ см}^{-1}$) переходит в кривую 3, расположенную ниже оси k_z на рис. 3 b , которая асимптотически приближается к кривой 3'. Таким образом, в отличие от расчетов в МСП, точные изочастотные зависимости для разных мод СВ плавно переходят одна в другую, причем новые участки этих зависимостей проходят вблизи оси k_z и возникают при значениях $k \gg k_0 \equiv w/c$!

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Без использования МСП аналитически решена общая задача по описанию электромагнитных волн, которые распространяются в произвольном направлении в бигиротропном слое, граничащем с идеальной магнитной стенкой. Получено дисперсионное уравнение для волн с поверхностно-поверхностным распределением по толщине слоя. Для ферритовой пластины, являющейся частным случаем такого слоя, рассчитаны изочастотные зависимости СВ, на которых обнаружены участки, описывающие волны VV -, VS - и SS -типа (что соответствует объемно-объемному, объемно-поверхностному и поверхностно-поверхностному распределению СВ по толщине пластины). Обнаружено, что в отличие от расчетов с использованием МСП, точные изочастотные зависимости для разных мод СВ плавно переходят одна в другую, причем новые участки, соединяющие две точные кривые соседних мод, проходят вблизи оси k_z и возникают даже при значениях

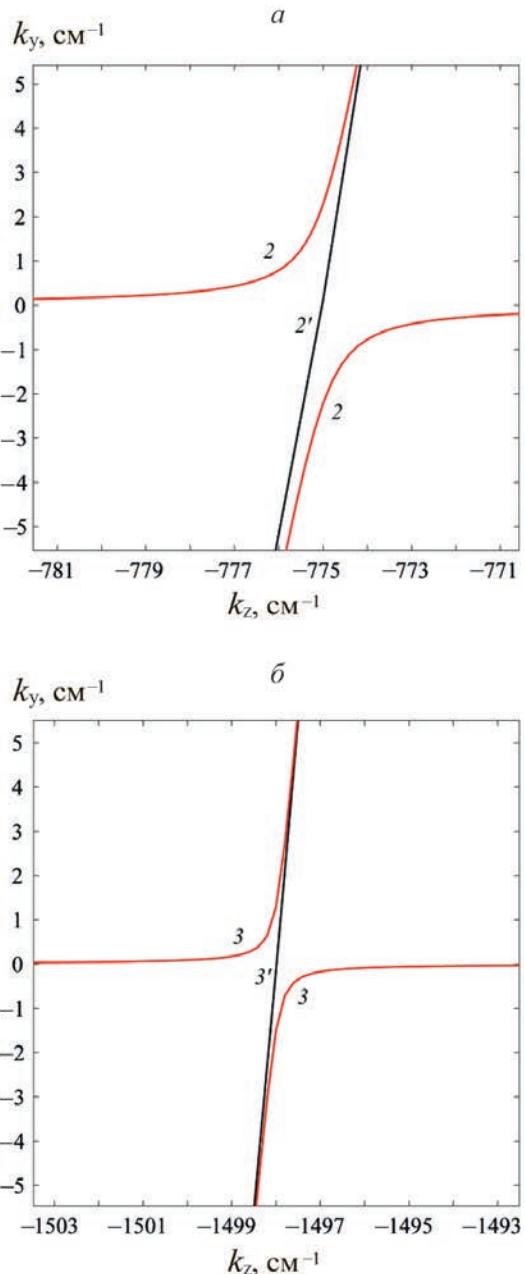


Рис. 3. Вид изочастотных зависимостей СВ с частотой 2150 МГц в ферритовой пластине с магнитной стенкой для интервалов значений $-781 \text{ см}^{-1} < k_z < -771 \text{ см}^{-1}$ и $-5 \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \text{ см}^{-1}$ (а) и для интервалов значений $-1503 \text{ см}^{-1} < k_z < -1493 \text{ см}^{-1}$ и $-5 \text{ см}^{-1} < k_y < 5 \text{ см}^{-1}$ (б). Кривые 2' и 3' рассчитаны с использованием МСП, а кривые 2 и 3 – без него.

$k \gg k_0 \equiv w/c$, что подтверждает необходимость расчетов характеристик СВ без МСП.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pirro P., Vasyuchka V.I., Serga A.A., Hillebrands B.* // *Nature Rev. Mater.* 2021. V. 6. P. 1114.
2. *Локк Э.Г.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2018. Т. 82. № 8. С. 1034; *Lock E.H.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2018. V. 82. No. 8. P. 932.
3. *Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. № 5. С. 707; *Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. No. 5. P. 583.
4. *Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. № 11. С. 1642; *Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Yu. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* 2022. V. 86. No. 11. P. 1361.
5. *Damon R.W., Eshbach J.R.* // *J. Phys. Chem. Sol.* 1961. V. 19. No. 3/4. P. 308.
6. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
7. *Ruppin R.* // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. No. 1. P. 11.
8. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // *Радиотехн. и электрон.* 2001. Т. 46. № 6. С. 729; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2001. V. 46. No. 6. P. 674.
9. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // *Радиотехн. и электрон.* 2002. Т. 47. № 1. С. 97; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2002. V. 47. No. 1. P. 87.
10. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // *УФН.* 2011. Т. 181. № 3. С. 293; *Vashkovsky A.V., Lock E.H.* // *Phys. Usp.* 2011. V. 54. No. 3. P. 281.
11. *Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н.* // *Электромагн. волны и электрон. сист.* 2011. Т. 16. № 10. С. 64.
12. *Вашковский А.В., Локк Э.Г.* // *Радиотехн. и электрон.* 2012. Т. 57. № 5. С. 541; *Vashkovskii A.V., Lokk E.G.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2012. V. 57. No. 5. P. 490.
13. *Локк Э.Г.* // *Радиотехн. и электрон.* 2014. Т. 59. № 7. С. 711; *Lokk E.G.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2014. V. 59. No. 7. P. 767.
14. *Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В., Анненков А.Ю.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2021. Т. 85. № 11. С. 1546; *Lock E.H., Lugovskoi A.V., Gerus S.V., Annenkov A.Yu.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 11. P. 1209.
15. *Lock E.H., Gerus S.V.* // *arXiv: 2303.08800v1.* 2023.
16. *Локк Э.Г., Герус С.В.* // *Радиотехн. и электрон.* 2023. Т. 68. № 9. С. 884; *Lock E.H., Gerus S.V.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2023. V. 68. No. 9. P. 971.
17. *Локк Э.Г.* // *Радиотехн. и электрон.* 2007. Т. 52. № 2. С. 202; *Lokk E.G.* // *J. Commun. Technol. Electron.* 2007. V. 52. No. 2. P. 189.
18. *Гуревич А.Г.* Ферриты на сверхвысоких частотах. М.: Физматлит, 1960.

Isofrequency dependences of spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate adjoining a perfect magnetic wall

E. H. Lock^{1,*}, S. V. Gerus¹

¹ *Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia*
* e-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Using Maxwell's equations (without use of the magnetostatic approximation), the dispersion equation for spin waves in a tangentially magnetized ferrite plate, one of the surfaces of which borders with an ideal magnetic wall, is derived and the isofrequency dependences of these waves are calculated. It is found that the wave distribution along the plate thickness describes two wave numbers, and the isofrequency dependences for different modes of spin waves smoothly pass one into another and have sections corresponding to the volume-volume, volume-surface, and surface-surface wave distributions.

УДК 537.624:537.632

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕВЗАИМНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СЛАБОКОНТРАСТНЫМ МАГНОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

© 2024 г. С. В. Герус^{1,*}, Э. Г. Локк¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук», Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

* E-mail: svg318@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Экспериментально исследованы пространственно-частотные распределения спиновых волн в магнонном кристалле и их дисперсионные характеристики. Несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла, обнаружено возникновение ряда бриллюэновских зон и существование двух типов невзаимности волн: один тип обусловлен несимметричностью дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, а второй – разным пространственным распределением волны при ее распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности.

DOI: 10.31857/S0367676524110027, EDN: FNCAOP

ВВЕДЕНИЕ

В ранних работах авторов была описана экспериментальная установка, позволяющая «визуализировать» спиновые волны (СВ), то есть получать информацию о распределении амплитуды и фазы волны на поверхности ферритовой пленки или структуры [1, 2]. Были внесены необходимые усовершенствования в экспериментальную установку (см. рис. 1), был доработан механизм перемещения зонда 4, в результате чего повысилась точность и скорость измерений и стало возможным перемещение измерительного зонда 4 под разными углами к вектору магнитного поля. В качестве ферритового слоя использовались образцы пленок ЖИГ, выращенные на подложке ГГГ. Чтобы избежать биений между спиновыми волнами, распространяющимися в разных пленках ЖИГ (находящимися на противоположных сторонах подложки ГГГ) одна из пленок удалялась.

Были также проведены некоторые исследования распределений спиновых волн в плоском магнонном кристалле, образованном в ферритовой пленке при помещении ее в поле подмагничивания, являющегося суперпозицией однородного поля и поля с малой пространственно-периодической составляющей, а также дифракции волн на подобном кристалле [3]. Для создания пространственно-периодического магнитного поля использовались

магнитофонные сигналограммы, которые размещались на поверхности пленки ЖИГ. Исследовались также возможности получения эффектов невзаимности распространения поверхностных СВ (ПСВ) в магнонном кристалле за счет использования металлической плоскости в структуре с магнонным кристаллом. Были экспериментально обнаружены первые зоны Бриллюэна и измерены дисперсионные зависимости ПСВ в окрестностях этих зон [4].

Однако дальнейшее усовершенствование экспериментальной установки [5] позволило обнаружить набор следующих бриллюэновских зон, несмотря на малый периодический потенциал, образующий структуру магнонного кристалла [6]. Кроме того, исследования, касающиеся невзаимности распространения СВ, показали, что невзаимность может быть двух типов. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, то есть, когда $f(k) \neq f(-k)$, где $f(k)$ – зависимость частоты волны от ее волнового вектора [4, 7, 8]. Второй тип характеризуется разной формой волновой функции Φ при распространении волны в противоположных направлениях, например $\Phi(x, y, z) \neq \Phi(x, -y, -z)$, где x – координата перпендикулярная плоскости (yz) ферритовой пленки [9, 10, 11]. Эти два типа невзаимности зависят от конкретной конфигурации эксперимента и не обязательно наблюдаются

одновременно один с другим. Было обнаружено, что магнонный кристалл может быть использован как инструмент, показывающий наличие каждого из этих типов невзаимности и обеспечивающий измерение их параметров. В данной работе приведены результаты этих исследований.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Схема экспериментальной установки и результаты измерения распространения ПСВ в магнонном кристалле изображена на рис. 1. Исследования проводились на образцах в виде эпитаксиальных пленок ЖИГ, выращенных на подложках ГГГ. Для создания слабого, но заметного эффекта невзаимности с той стороны подложки, где была удалена паразитная пленка ЖИГ размещалась медная пластина. Сигналограммы, создающие магнонный кристалл, записывались на высококоэрцитивную ленту ($H_c \approx 1000$ Э) и перекрывали всю ширину ленты. Магнонный кристалл создавался параллельным размещением участков сигналограмм вплотную друг к другу на пленке ЖИГ. Пространственная согласованность сигналограмм контролировалась методом визуализации магнитной записи с помощью висмут содержащих пленок ЖИГ (обладающих большим фарадеевским вращением) по согласованному расположению доменной структуры указанных пленок, реагирующих на поля сигналограмм. Период решетки $T = 810$ мкм.

Как видно из рис. 1a, вектор обратной решетки \vec{q} магнонного кристалла ориентирован под углом $\varphi = -5^\circ$ к лежащему в плоскости пленки ЖИГ полю подмагничивания \vec{H}_o . Под этим же углом располагались возбуждающий и приемный преобразователи 3 и 4, обеспечивающие распространение и индикацию ПСВ в магнонном кристалле.

Выбор данного угла φ объясняется следующими соображениями. Во-первых, при $\varphi = 0^\circ$ взаимодействие ПСВ с магнитным полем сигналограммы очень мало – пропорционально $(h/H_o)^2$, где h – амплитуда поля сигналограммы, а при в других случаях пропорционально $(h/H_o) \cdot F(\varphi)$, где $F(\varphi)$ – некоторая функция угла φ . Во-вторых, возбуждение СВ под углом $\varphi \neq 0^\circ$ дает возможность исследовать волны, у которых фазовая и групповая скорости не параллельны, что обусловлено специфической анизотропией, вызванной полем подмагничивания \vec{H}_o .

Измерения проводились следующим образом. На неподвижный преобразователь 3 с измерителя комплексного коэффициента передачи 5 подавался СВЧ сигнал определенной частоты. Он возбуждал ПСВ, которая распространялась в направлении вектора групповой скорости \vec{V} , но так, что ее волновые фронты были перпендикулярны волновому вектору \vec{k} , не параллельному вектору \vec{V} , как это изображено на рис. 1a. Вектор волны \vec{k} возбуждался параллельным вектором \vec{q} решетки магнонного кристалла. Этим обеспечивалось максимальное резонансное взаимодействие волны с решеткой кристалла. После прохождения участка

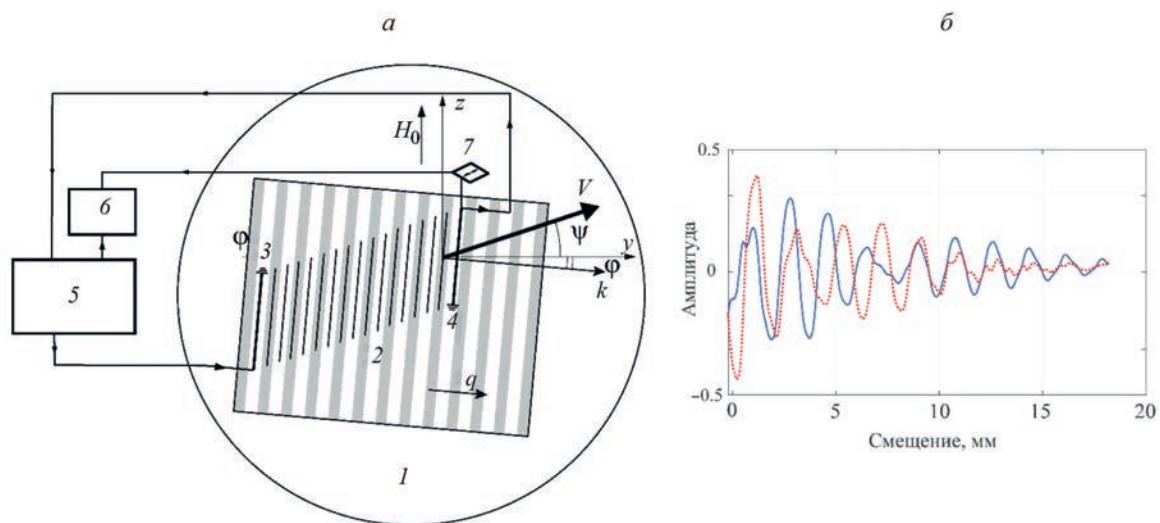


Рис. 1. Схема (a) и экспериментально измеренные результаты (б) взаимодействия ПСВ с магнонным кристаллом: 1 – пленка ЖИГ, 2 – магнонный кристалл, 3 – неподвижный преобразователь СВЧ–ПСВ, 4 – перемещающийся зонд–преобразователь ПСВ–СВЧ, 5 – измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи, 6 – компьютер, 7 – система перемещения преобразователя 4; вектор \vec{V} групповой скорости ПСВ направлен под углом $\psi = 18.5^\circ$ к нормали поля подмагничивания \vec{H}_o ; векторы обратной решетки \vec{q} магнонного кристалла и ПСВ \vec{k} (a); компоненты амплитуды ПСВ, измеренные при перемещении приемного зонда – действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия) (б).

кристалла ПСВ попадала на приемный преобразователь 4, где ее энергия трансформировалась в СВЧ сигнал, который поступал в измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи. Там из него извлекалась информация о реальной и мнимой составляющей сигнала, которые передавались в компьютер 6. Преобразователь 4 с помощью системы перемещения 7 двигался вдоль направления групповой скорости. Таким образом измерялась комплексная амплитуда ПСВ вдоль всего ее пути распространения по магнонному кристаллу.

На рис. 1а изображена ситуация, при которой возбуждающим ПСВ являлся преобразователь 3, а перемещаемым приемным зондом был преобразователь 4. В этом случае происходило измерение волны, у которой проекция волнового вектора k на направление оси u было положительным. Будем условно называть это направление положительным. Если функционально поменять преобразователи ролями и возбуждающим сделать преобразователь 4, а приемным зондом – 3, то будет измеряться распределение амплитуды ПСВ распространяющейся, условно, в отрицательном направлении. Результаты этих двух этапов измерений приведены далее.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПСВ С МАГНИТНЫМИ КРИСТАЛЛАМИ

На рис. 1б приведены характерные зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды ПСВ, измеренные в процессе перемещения зонда 4 при постоянной частоте f возбуждения ПСВ неподвижным преобразователем 3. Такие зависимости получаются при измерении ПСВ распространяющихся как в положительном, так и в обратном, отрицательном направлениях. Отметим только, что масштабы амплитуд для волн, бегущих в отрицательном направлении приблизительно на порядок меньше, чем для волн, распространяющихся в положительном направлении. Это является свидетельством наличия невзаимности второго типа, о котором говорилось выше.

Изображенные графики представляют собой спадающие осциллирующие кривые. Спадание амплитуды ПСВ по мере ее распространения связано как с затуханием волн, так и с дифракционным расплыванием возбужденного волнового луча, но более всего оно вызвано резонансным на данных частотах взаимодействием с магнитной решеткой искусственного магнонного кристалла. Осцилляции свидетельствуют о волновом характере распространения волны, однако они имеют нерегулярный характер. Это означает, что в волновом процессе задействовано несколько мод. Для их проявления к указанным пространственным зависимостям было применено Фурье преобразование, результаты которого изображены на рис. 2.

Картинки Фурье преобразования представляют собой наборы пиков, которые соответствуют модам плоских ПСВ с разными волновыми числами k , измеренным на данной частоте. Обратим сразу внимание на то, что амплитуды этих пиков, а значит и мод ПСВ существенно различаются для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях. Так первые от нуля оси k и наибольшие пики на рис. 3а–3г и 3е показывают уровень возбуждения основных положительных и отрицательных ПСВ. Они существуют и в чистой пленке ЖИГ – без сигналограммы. Видно, что амплитуды пиков мод положительного направления (см. рис. 3б, 3г и 3е) на порядок больше мод отрицательного направления (см. рис. 3а, 3в и 3д). Это свидетельствует о наличии невзаимности второго типа, о котором говорилось выше.

За счет взаимодействия с магнонным кристаллом и те, и другие возбуждают моды противоположного направления. Однако моды, бегущие в положительном направлении, плохо возбуждают моды отрицательного направления, в то время как отрицательно направленные моды хорошо возбуждают моды положительного направления. Это также свидетельствует о невзаимном характере мод в магнонном кристалле, однако эта невзаимность усиливается тем, что магнитная сигналограмма, образующая магнонный кристалл, расположена только на одной из сторон пленки ЖИГ, обеспечивая разные условия распространения волн положительного и отрицательного направления.

Рассмотрим далее какие дисперсионные характеристики получаются на основе Фурье-образов, примеры которых представлены на рис. 3. Так, каждой частоте, на которой производилось измерение, соответствует группа пиков, каждый со своим значением волнового числа k . То есть мода как волновое возбуждение в магнонном кристалле, в отличие от структуры МДФ или одиночной ферритовой пленки, состоит из совокупности плоских ПСВ с несколькими волновыми числами, распространяющимися одновременно в прямом и обратном направлении.

Для набора частот получается набор таких групп волновых чисел. Нанесем их на график (см. рис. 3). Получился набор дисперсионных кривых, характеризующих собственные волновые моды магнонного кристалла в области частот наблюдения зон Бриллюэна, где происходит максимальное взаимодействие возбуждаемых ПСВ с магнонным кристаллом. Мы видим, что несмотря на слабую контрастность магнонного кристалла, обусловленную соотношением h/H_0 , где h – амплитуда поля магнитной сигналограммы, H_0 – поле подмагничивания, удалось измерить отрезки дисперсионных кривых вплоть до 4 зоны Бриллюэна. Дисперсионные кривые волн с положительной дисперсией пересекаются с кривыми для волн с обратной

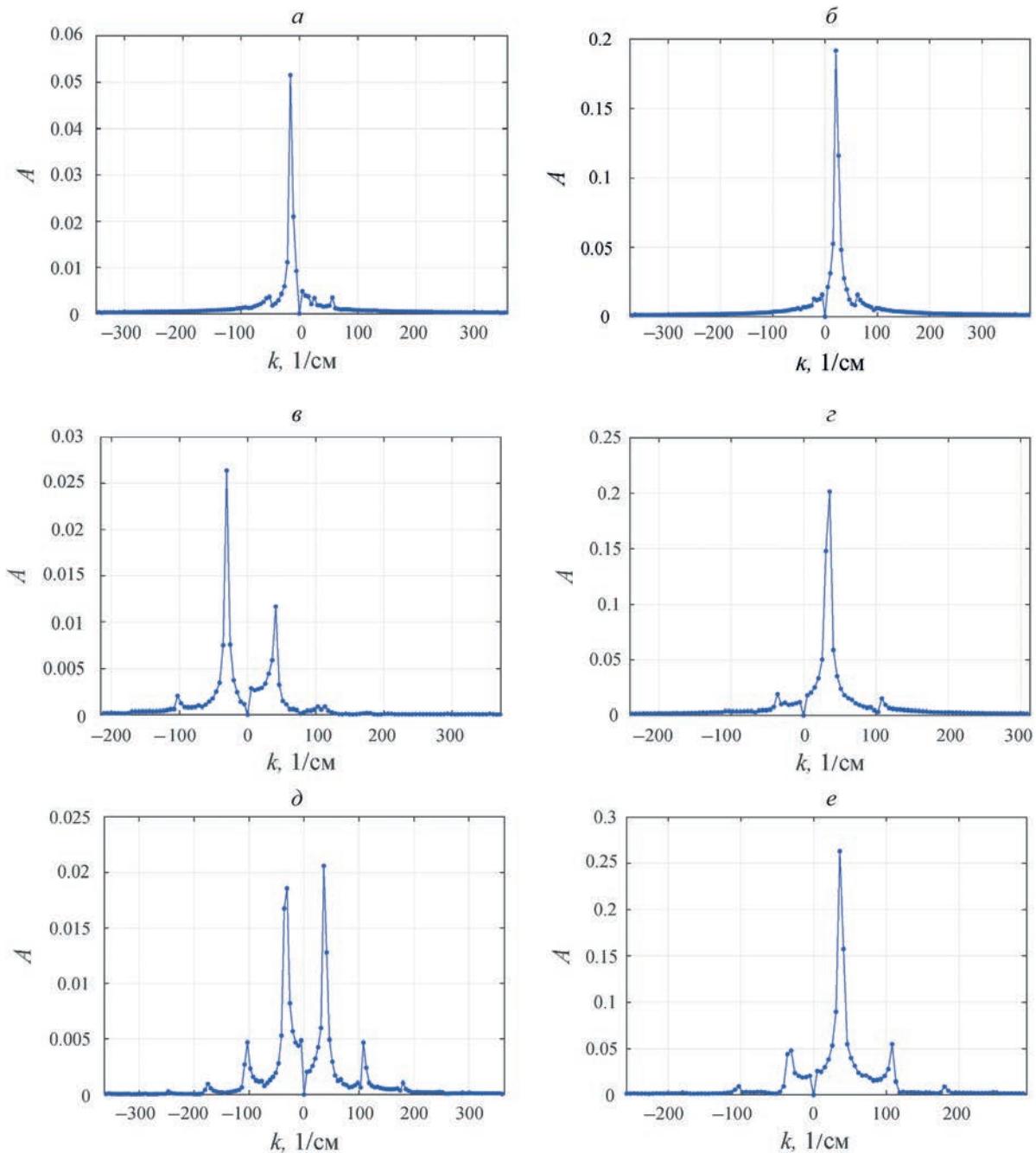


Рис. 2. Результаты Фурье-преобразования измеренного комплексного сигнала; частоты: 3000 (α, δ); 3032 (β, γ); 3038 МГц (δ, ϵ); положительное направление (β, γ, ϵ); отрицательное направление (α, β, δ).

дисперсией на границах зон Бриллюэна. Как видно из рис. 2 число пиков увеличивается при приближении к частоте 3038 МГц, где происходит пересечение прямых и обратных дисперсионных ветвей — там и происходит резонансное взаимодействие ПСВ с решеткой магнитного кристалла.

На рис. 3 видно, что кривые расположены не симметрично относительно оси ординат. Это связано с невзаимностью первого типа, о которой

говорилось выше. Невзаимность в данном случае вызвана специально размещением металлической поверхности со стороны подложки ГГГ в МДФ структуре. При этом волновые числа центральных точек первых зон Бриллюэна не равны значениям $\pm q/2$, а сдвинуты относительно них в сторону положительных значений волнового числа, но так, что общее расстояние между ними остается равным q . Также и расстояние между соответствующими

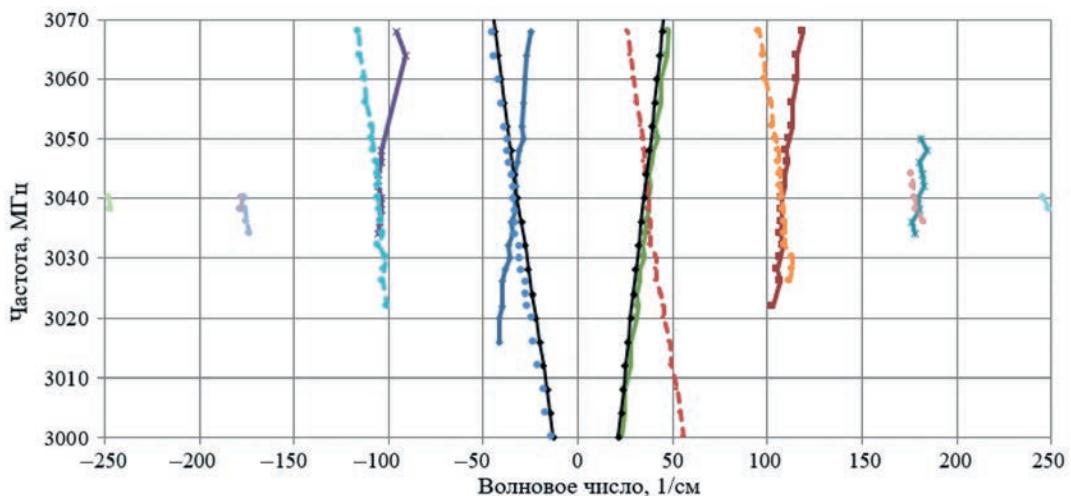


Рис. 3. Экспериментальные дисперсионные характеристики магнонного кристалла на основе структуры МДФ с магнитной сигналограммой, измеренные в области частот, где наблюдаются зоны Бриллюэна; сплошные цветные линии – волны с прямой дисперсией; штриховые линии – с обратной дисперсией; черные сплошные линии – дисперсионные зависимости структуры МДФ без сигналограммы.

дисперсионными ветками равно величине q . Никакого физического противоречия здесь нет, так как в соответствии с теоремой Блоха периодичность кристаллической решетки с периодом T должна приводить только к периодичности дисперсионных зависимостей с периодом q в пространстве волновых чисел, а где при этом окажутся центры зон Бриллюэна – зависит от волновых свойств кристалла [12]. В данном случае свойство невзаимности и приводит к указанному сдвигу.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря усовершенствованию экспериментальной установки и разработанной методике измерений частотно-зависимых пространственных распределений спиновых волн в ферритовых структурах стало возможным подробно изучать изменение картин пространственно-частотного распределения спиновых волн в магнонном кристалле в зависимости от направления их распространения.

Были измерены дисперсионные характеристики ПСВ в магнонном кристалле в результате чего несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла был обнаружен целый ряд бриллюэновских зон.

Экспериментально подтверждено существование двух типов невзаимности в ферритовых структурах. Один связан с несимметрией дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны. Второй тип характеризуется разной формой пространственного распределения волны при ее распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл

был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анненков А.Ю., Васильев И.В., Герус С.В., Ковалев С.И. // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 4. С. 71; Annenkov A.Y., Vasil'ev I.V., Gerus S.V., Kovalev S.I. // Tech. Phys. 1995. V. 40. No. 4. P. 330.
2. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Радиотехн. и электрон. 2012. Т. 57. № 5. С. 572; Annenkov A.Y., Gerus S.V. // J. Commun. Technol. Electron. 2012. V. 57. No 5. P. 519.
3. Хутиева А.Б., Садовников А.В., Анненков А.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1542; Khutieva A.B., Sadovnikov A.V., Annenkov A.Y. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1205.
4. Анненков А.Ю., Герус С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091; Annenkov A.Y., Gerus S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 8. P. 984.
5. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1538; Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1201.
6. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 181; Annenkov A.Y., Gerus S.V., Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 141.

7. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Радиотехн. и электрон. 2018. Т. 63. № 10. С. 1089; *Lokk E.G., Gerus S.V., Annenkov A.Y. // J. Commun. Technol. Electron. 2018. V. 63. No. 10. P. 1197.*
8. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 178; *Annenkov A.Y., Gerus S.V., Lock E.H. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 138.*
9. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. // Электроника и микроэлектрон. СВЧ. 2019. Т. 1. № 1. С. 347.
10. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 714.
11. Локк Э.Г., Герус С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1494; *Lock E.H. Gerus S.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1528.*
12. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М.: ИЛ, 1959.

Investigation of nonreciprocal characteristics of spin waves in their interaction with a weakly contrasting magnon crystal

S. V. Gerus^{1,*}, E. H. Lock¹

¹ Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia
* e-mail: svg318@ire216.msk.su

The spatial-frequency distributions of spin waves in a magnon crystal and their dispersion characteristics have been experimentally investigated. In spite of the weak energy contrast of the crystal, the occurrence of a number of Brillouin zones and the existence of two types of wave nonreciprocity were found: one type is due to the asymmetry of dispersion dependences with respect to the direction of wave propagation, and the second type is due to the different spatial distribution of the wave when it propagates in opposite directions. The magnon crystal made it possible to detect and measure these types of nonreciprocity.

УДК 621.372.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ЩЕЛЬЮ В СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

© 2024 г. Л. В. Алексейчик^{1,*}, А. А. Куршин¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

* E-mail: Alexeychiklv@mpei.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Проведено моделирование задачи возбуждения полуцилиндрического диэлектрического резонатора электромагнитным полем щели, выполненной в широкой стенке прямоугольного металлического волновода U -диапазона длин волн. Диэлектрический резонатор изготовлен из высокопроницаемого диэлектрика с малыми потерями. В результате численного моделирования получены основные технические параметры антенны на диэлектрическом резонаторе, а также картины распределения векторов результирующего электромагнитного поля и частотные характеристики. По кривым АЧХ и временным данным скорости затухания процесса возбуждения диэлектрического резонатора получены значения нагруженной добротности, собственной добротности и добротности связи диэлектрического резонатора со свободным пространством. Приведена диаграмма направленности диэлектрического резонатора, демонстрирующая свойства диэлектрического резонатора как антенных элементов СВЧ диапазона.

DOI: 10.31857/S0367676524110031, EDN: FMNUOQ

ВВЕДЕНИЕ

Возможности применения диэлектрических резонаторов (ДР) в качестве антенных элементов рассматривались еще в первых работах по исследованию собственных типов колебаний диэлектрических тел с высокой диэлектрической проницаемостью, обладающих внутренними и внешними электромагнитными полями, энергия которых способна излучаться в окружающее свободное пространство, в частности при исследовании спектров колебаний диэлектрического шара [1, 2].

Однако в конструкциях частотно избирательных СВЧ устройств на ДР требовались меры по устранению излучения с помощью экранов, которыми могли служить металлические стенки линий передачи или специальные экранирующие устройства, что позволило реализовать новое поколение функциональных устройств СВЧ различного назначения, имеющих малые веса и габариты по сравнению с известными традиционными волноводными конструкциями [3, 4].

В первой публикации по реализации микроволновой антенны на ДР [5] был проведен аналитический расчет ее параметров и диаграммы направленности для открытой конструкции микрополосковой линии при возбуждении ДР полосковым

проводником линии. Позже в работе [6] были получены рекомендации по выбору диэлектрических материалов для оптимизации эффективности излучения антенн на ДР. Затем проявился все более возрастающий интерес к разработкам антенн и антенных решеток на ДР [7–9]. В настоящее время продолжаются интенсивные исследования антенн на ДР (в англоязычной терминологии как DRA) в широкой области частот СВЧ диапазона, вплоть до оптического диапазона [10, 11]. С развитием мобильной и космической связи антенны на ДР получили распространение в средствах связи СВЧ, включая миллиметровый и субмиллиметровый диапазон волн.

Для изучения процессов излучения ДР в работе [12] было проведено моделирование задачи возбуждения цилиндрического ДР, установленного в отверстии металлической стенки, полем падающей плоской электромагнитной волны. В результате численного моделирования с помощью программы CST Microwave Studio [13] впервые были получены картины распределения векторов результирующего поля при дифракции плоской электромагнитной волны на цилиндрическом ДР, установленном в отверстии металлической стенки, причем падающая плоская волна линейно поляризована относительно плоскости, параллельной торцам

цилиндрического (или дискового) ДР. При этом обнаружено преобразование низшего магнитного типа колебания ДР, размещенного в отверстии диафрагмы, в гибридный квази- EH_{118} -тип колебания с поправкой на структуру электромагнитного поля, обусловленной влиянием отверстия связи. По АЧХ ДР и времененным данным скорости затухания процесса возбуждения ДР были получены значения его резонансной частоты и нагруженной добротности, в том числе при изменении величины диэлектрической проницаемости материала ДР. Приведены диаграммы направленности в виде эффективных площадей рассеяния (RCS), демонстрирующие характеристики ДР как возможных антенных элементов СВЧ-диапазона, подходящих для реализации простых конструкций антенных решеток, как показано на рис. 1. При этом остается важным исследование физических процессов дифракции ДР при возбуждении их различными сторонними

пространство. Электромагнитное поле щели возбуждают резонансные колебания ДР на типе колебаний, близким по структуре поля к низшему типу колебания целого дискового ДР H_{018} , однако преобразующиеся в гибридный квази- EH_{118} -тип колебаний из-за влияния щели и металлической поверхности волновода, как дополнительных неоднородностей, аналогично случаю размещения целого дискового ДР в отверстии металлической стенки, рассмотренного ранее в [12]. ДР изготовлен из высокопроницаемого диэлектрического материала с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 44$ и тангенсом потерь $\tan \delta = 10^{-4}$. Геометрические размеры ДР: диаметр 5 мм, толщина 2.5 мм. Собственная резонансная частота ДР находится в окрестности 15 ГГц и уточняется при моделировании. Численное моделирование проведено с помощью программы CST Microwave Studio [13].

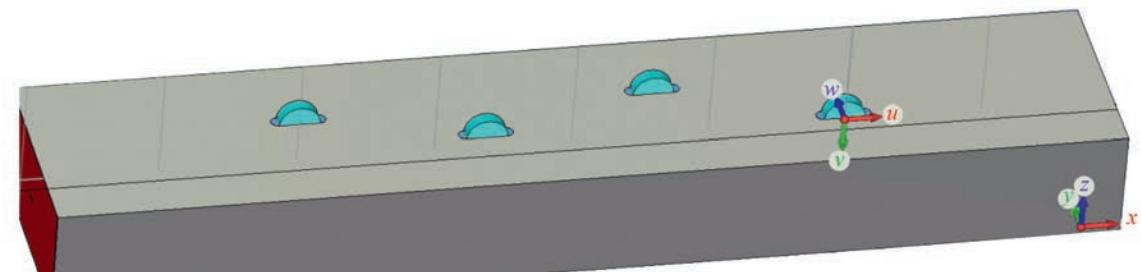


Рис. 1. Волноводная конструкция антенной решетки с цилиндрическими ДР.

источниками, что открывает новые возможности для совершенствования антенных СВЧ элементов и решеток на основе ДР.

ВЫБОР КОНСТРУКЦИИ

В данной работе предложена волноводная конструкция антенного элемента на ДР. Верхняя стенка прямоугольного волновода выполнена квадратной формы для обеспечения симметрии экранирующей поверхности для ДР. Полуцилиндрический ДР установлен перпендикулярно и симметрично относительно щели, выполненной в широкой стенке прямоугольного металлического волновода, как показано на рис. 2. Дополнительным достоинством такой конструкции является возможность надежного крепления полуцилиндрического ДР к стенке волновода и меньший расход диэлектрического материала при реализации антенных решеток с большим числом ДР. В волноводе обеспечивается распространение рабочего H_{10} типа волны. В результате возбуждения ДР часть энергии его электромагнитного поля эффективно излучается в свободное

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ полученных дифракционных картин электромагнитного поля рассеяния ДР позволил выявить характерные особенности, которые необходимо учитывать при разработке современных

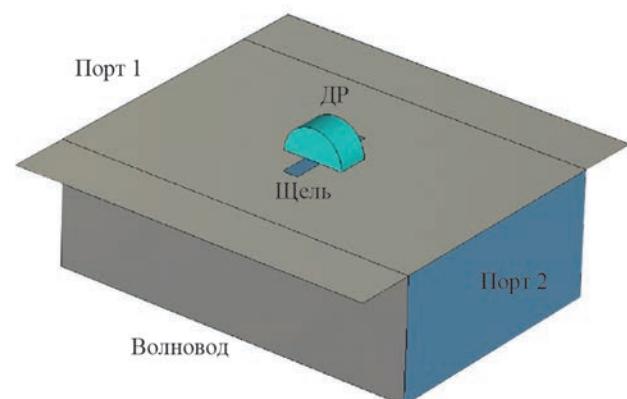


Рис. 2. Вид волноводной конструкции антенны с полуцилиндрическим ДР.

антенн. На рис. 3 приведена картина распределения векторов электрического поля в области ДР и волновода, подтверждающие тип волны волновода и тип колебаний ДР, как указывалось ранее. При этом, судя по картине электрического поля, в ДР преобладает азимутальная составляющая векторов электрического поля, что подтверждает возбуждение типа колебаний ДР, близкого к гибридному квази- $EH_{11\delta}$ -типу колебаний, где наблюдается минимум магнитного поля вблизи щели. При этом E -составляющая поля имеет выраженный минимум внутри полуцилиндрического ДР в области, близкой к 0.4–0.5 его радиуса, в то время как H -составляющая, напротив, имеет внутри этой области максимум. Учет этой особенности позволил уточнить рабочий тип колебаний как гибридный квази- $EH_{11\delta}$ с дополнительной вариацией электрического поля по радиусу полуцилиндра. При малых перемещениях ДР вдоль щели (или при регулировке размеров щели) достигается настройка антенны на оптимальные импедансные характеристики. При размещении ДР в волноводной конструкции линейной антенной решетки (рис. 1) следует учитывать взаимные связи между ДР по распространяющейся волне для достижения требуемых фазовых соотношений между элементами решетки [14]. При численном моделировании значение резонансной частоты ДР определялось из графика АЧХ, полученного при введении пробника магнитного поля, установленного в центре полуцилиндрического ДР и ориентированного по направлению силовых линий магнитного поля, и ее величина составила 15.477 ГГц. При обработке данных АЧХ уточнились значений резонансной частоты, полосы пропускания и вносимого ослабления. Полоса частот

пропускания составила 360.0 МГц, нагруженная добротность ДР $Q_h = 15.477/360 = 43.0$. Добротность связи Q_c ДР со свободным пространством находится из соотношения

$$1/Q_h = 1/Q_o + 1/Q_c,$$

где Q_o – собственная добротность ДР, обратно пропорциональная $\operatorname{tg} \delta$ материала диэлектрика ДР. Для высокодобротных диэлектриков современных керамик тангенс угла потерь $\operatorname{tg} \delta$ составляет не более 10^{-4} , при этом добротность связи на излучение практически равна нагруженной добротности ДР. Для снижения уровня добротности связи на излучение целесообразно использование диэлектрических материалов для изготовления ДР с более низкими значениями относительной диэлектрической проницаемости, однако обеспечивающих требуемое значение рабочей резонансной частоты на заданном типе колебаний ДР. Дополнительные возможности для эффективного излучения ДР связаны с вариацией формы ДР и включением различных неоднородностей, например в виде воздушных зазоров [5, 15–17].

Характеристика способности ДР на излучение приведена на рис. 4, на котором представлена 3D-диаграмма направленности излучения антенны и ее сечение в плоскости полярного угла. Согласно рис. 4, диаграмма направленности ДР подобна диаграмме дальнего поля магнитного диполя, но имеет преимущество по коэффициенту усиления, максимальное значение которого составляет примерно 5.6 дБ и по ширине диаграммы (по уровню – 3 дБ от максимального), составляющей примерно 3 радиана.

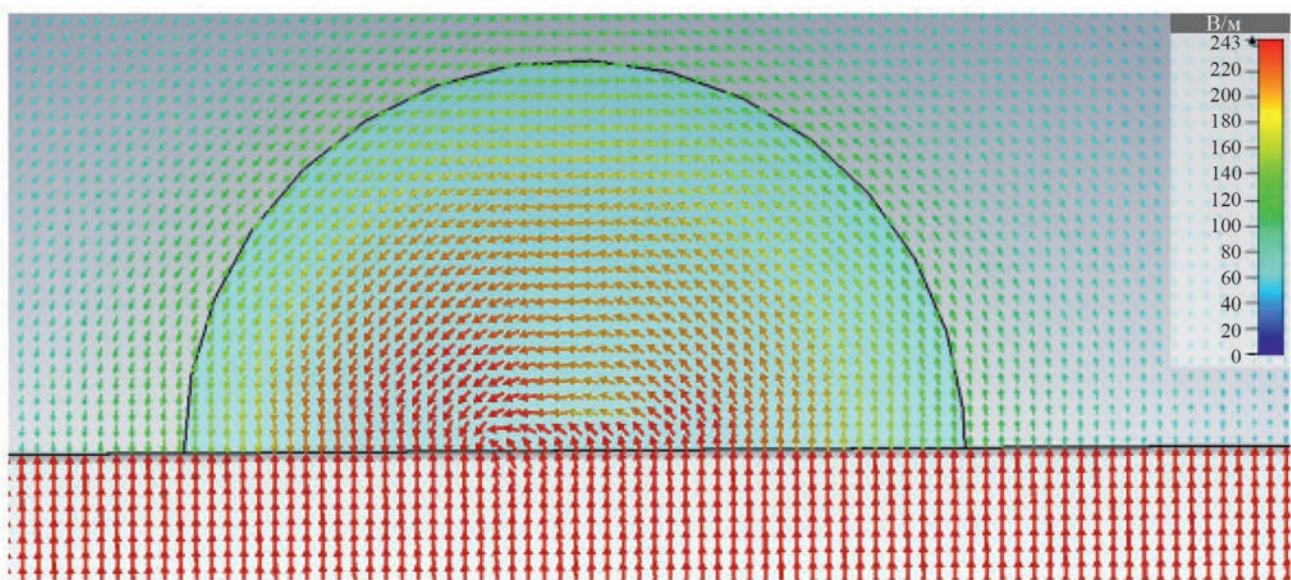


Рис. 3. Распределение векторов электрического поля ДР, щели и волновода в плоскости YOZ.

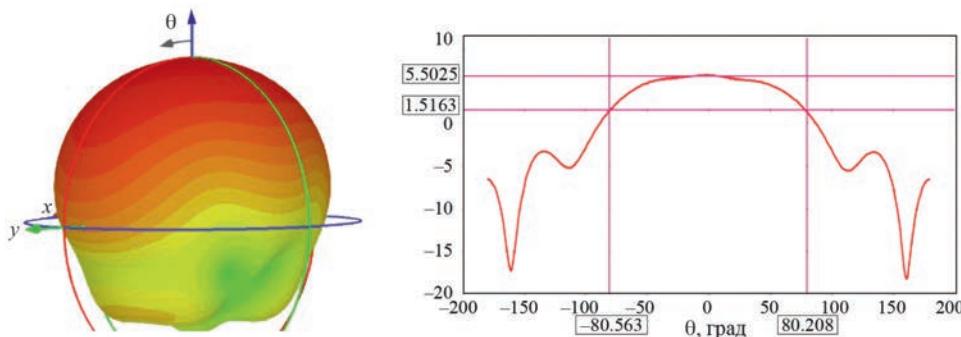


Рис. 4. 3D диаграмма направленности антенны и ее сечение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате численного моделирования задачи возбуждения вынужденных колебаний ДР под действием электромагнитного поля щели в широкой стенке прямоугольного металлического волновода выявлены физические особенности явления дифракции и излучения ДР, получены картины распределения результирующего электрического поля ДР в ближней зоне и диаграмма направленности в дальней зоне. Установлен низший тип колебаний как гибридный—ЕН₁₁₈-тип колебания. Впервые получены частотные характеристики амплитуд вынужденных колебаний квази—ЕН₁₁₈-типа колебания полуцилиндрического ДР. Определены картины распределения векторов электрического и магнитного полей данного типа колебаний, возбужденных под действием гармонического во времени электромагнитного поля падающей плоской электромагнитной волны. Выявлены особенности распределения электромагнитного поля ДР такие как эффекты «втягивания» пучности электрического поля падающей плоской волны в область объема ДР и соответствующее «втягивания» узла магнитного поля падающей плоской волны в окрестности ДР, связанных с наложением собственного поля ДР с полем стоячей волны в освещенном полупространстве от металлической стенки.

Рассчитаны рабочие параметры антенны на ДР, включая АЧХ, значения резонансной частоты и добротности связи ДР со свободным пространством, а также 3D-диаграммы направленности, согласующиеся с известными данными. Приведены рекомендации по повышению эффективности излучения представленной конструкции микроволновой антенны на полуцилиндрическом ДР. Полученные в работе результаты представляют интерес при разработке антенн и антенных решеток на основе диэлектрических резонаторов, получивших широкое распространение в средствах космической и мобильной связи 5G-поколения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Richtmyer R.D. // J. Appl. Phys. 1939. V. 10. P. 391.
2. Загер О., Тиси Ф. // ТИИЭР. 1968. Т. 66. № 9. С. 203.
3. Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Гаврилюк Н.Г. и др. Параметры и методы расчета диэлектрических резонаторов и генераторов и фильтров на их основе. М.: Центр. иссл. ин-тут «Электроника», 1990. 64 с.
4. Алексейчик Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1012; Alexeychik L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 913.
5. Алексейчик Л.В., Геворкян В.М, Калугин Е.И. // В кн.: Исследование диэлектрических СВЧ резонаторов в качестве антенных СВЧ элементов: сб. науч. тр. М.: МЭИ, 1981. С. 31.
6. Long S.A., McAllister M.W., Shen L.C. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1983. V. 31. No. 3. P. 406.
7. Leung K.W. // State Key Laboratory of Millimeter Waves & Department of Electronic Engineering. City University of Hong Kong, 2012.
8. Soren D., Ghatak R., Mishra R.K. et al. // Progr. Electromagn. Res. B. 2004. V. 60. P. 195.
9. Maity S., Gupta B. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2014. V. 62. No. 12. P. 6524.
10. Malheiros-Silveira G.N., Hernandez-Figueroa H.E. // IEEE Photon. J. 2015. V. 7. No. 1. P. 1.
11. Keyrouz L., Caratelli D. // Int. J. Antennas Propag. 2016. V. 2016 No. 1. Art. No. ID6075680.
12. Алексейчик Л.В., Курушин А.А. // Журн. радиоэлектрон. 2020. № 11. С. 1.
13. Алексейчик Л.В., Курушин А.А. Комплексное моделирование в программе CST SUITE. М.: СОЛОН Пресс, 2022. 276 с.
14. Алексейчик Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1283; Alexeychik L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1062.

15. *Лу Г., Захаров П.Н., Королев А.Ф. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 1. С. 50; Lu G., Zacharov P.N., Korolev A.F. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 1. P. 40.*
16. *Геворкян В.М., Вишняков С.В., Казанцев Ю.А., Шутов А.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1278; Gevorkyan V.M., Vishnyakov S.V., Kazantsev Yu.A., Shutov A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1058.*
17. *Алексейчик Л.В., Жохова М.П., Любимова Г.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 154; Alexeychik L.V., Zhokhova M.P., Lubimova G.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 115.*

Simulation of excitation of a microwave dielectric resonator by a slot in the wall rectangular waveguide

L. V. Alekseychik^{1,*}, A. A. Kurushin¹

¹ National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, 111250, Russia
 * e-mail: Alexeychikly@mpei.ru

The problem of excitation of a semicylindrical dielectric resonator (DR) by the electromagnetic field of a slot made in the wide wall of a rectangular metal waveguide of the U -wavelength range has been simulated. The DR is made of a high-permeability dielectric with low losses. As a result of numerical modeling, the main technical parameters of the dielectric resonator antenna were obtained.

УДК 537.528:53.097:546.05:539.26:537.6.8

СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ БЕНТОНИТ/ОКСИДЫ ЖЕЛЕЗА

© 2024 г. М. Н. Шипко¹, А. В. Носков², *, М. А. Степович³, А. В. Агафонов²,
О. В. Алексеева², Д. Н. Яшкова², Е. С. Савченко⁴

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Ивановский государственный энергетический университет имени В. И. Ленина», Иваново, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт химии растворов
имени Г. А. Крестова Российской академии наук», Иваново, Россия

³ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Калужский государственный университет имени К. Э. Циолковского», Калуга, Россия

⁴ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

* E-mail: avn@isc-ras.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Методом химического соосаждения синтезированы смешанный твердый раствор магнетит/маггемит и композиционный материал бентонит/оксиды железа. Установлено, что композит бентонит/оксиды железа характеризуется значительно меньшей остаточной намагниченностью и большей коэрцитивной силой по сравнению с порошком $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. На основании данных рентгеновской дифракции и мессбауэровской спектроскопии сделан вывод о влиянии бентонита на структурные особенности магнетит/маггемита в композите.

DOI: 10.31857/S0367676524110043, EDN: FMKQRV

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется композиционным материалам на основе глинистых минералов (таких как бентонит и монтмориллонит) и наночастиц оксидов металлов. Среди оксидных наночастиц наиболее востребованным для практических применений являются оксиды железа в различных модификациях (магнетит Fe_3O_4 , маггемит $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$), которые являются предметом многочисленных исследований [1–5]. В частности, модификация природного бентонита железосодержащими наночастицами представляется перспективным способом получения материалов для использования в электронике и в биомедицинских приложениях [6]. В случае железосодержащих бентонитов их свойства определяются содержанием и валентным состоянием ионов железа, локализованных в структуре бентонитов, а также составом включений железосодержащих соединений, которые локализуются преимущественно на поверхности частиц бентонита и в микропорах. В результате такой локализации возможно формирование композитов,

содержащих магнетит и маггемит. Наиболее важные характеристики таких материалов определяются соотношением частиц $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, адсорбированных на поверхности бентонита или в его порах и содержанием катионных и анионных вакансий, обеспечивающих заданный уровень напряженности поля перемагничивания композита. Среди физических методов исследования композитов на основе железосодержащих бентонитов и смеси ферромагнитных частиц ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и Fe_3O_4) можно выделить мессбауэровскую спектроскопию. Этот метод в сочетании с данными магнитных измерений и рентгеновской дифракции позволяет получить информацию о структурных особенностях таких материалов, их фазовом составе, магнитной анизотропии, размере областей магнитного упорядочения и др. В связи с этим цель настоящей работы состояла в получении композиционных материалов, состоящих из бентонита и оксида железа, и изучении их структуры и свойств с использованием вышеперечисленных физико-химических методов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В качестве объекта исследования был использован композит на основе бентонита Даш-Салахинского месторождения (Азербайджан) и оксидов железа Fe_3O_4 и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, которые были получены методом химического соосаждения солей железа $\text{FeCl}_3\cdot6\text{H}_2\text{O}$ и $\text{FeSO}_4\cdot7\text{H}_2\text{O}$ в порах и на поверхности частиц бентонита [6]. Кристаллическую структуру порошков оксида железа и композита бентонит/оксид железа исследовали методом рентгенофазового анализа (РФА) в интервале углов от 5 до 70 градусов на дифрактометре D_2 PHASER (Германия) (излучение CuK_α , $\lambda = 0.154$ нм). Мёссбауэровские исследования синтезированных материалов были выполнены при комнатной температуре на спектрометре MS-104 Emc с автоматической обработкой спектров по программе Univem Ms. Изомерный сдвиг спектров определяли относительно $\alpha\text{-Fe}$. Магнитные свойства частиц измеряли на вибрационном магнитометре VSM 250 в магнитном поле напряженностью 20 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены полученные методом РФА дифрактограммы синтезированных оксида железа и композита бентонит/оксид железа. Согласно [7], положения дифракционных пиков практически совпадают для магнетита и маггемита, т.к. эти оксиды обладают общей шпинельной структурой кристаллической решетки, что существенно затрудняет идентификацию Fe_3O_4 и $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ на дифрактограммах. В то же время в определенных местах кристаллической решетки маггемита (в отличие от магнетита) имеются точечные дефекты (вакансии), что отражается, в частности, на магнитных характеристиках оксидов. По мнению авторов работы [7], при синтезе методом соосаждения монофазные магнетит и маггемит не образуются, а полученный порошок оксида железа представляет собой твердый раствор магнетит/маггемитового ряда. Химическая формула твердого раствора может быть записана в виде $\text{Fe}_{3-\delta}\text{O}_4$,

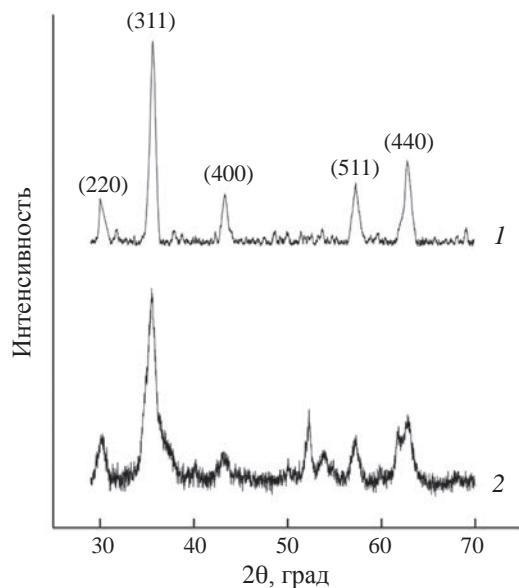


Рис. 1. Дифрактограммы образцов: 1 – смеси оксидов железа; 2 – композита бентонит/оксиды железа.

где $\delta < 1/3$, а величина $3-\delta$ характеризует дефектность исследуемого оксида железа [8]. В работах [7, 8] проанализированы литературные данные для твердых растворов смешанного состава магнетит/маггемит ($\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) и получена эмпирическая связь размера элементарной ячейки a и средней дефектности $\langle 3-\delta \rangle$. Это позволяет на основе данных рентгеновской дифракции оценивать состав смешанного твердого раствора маггемит/магнетитового ряда. В настоящем исследовании мы использовали этот подход для оценки дефектности синтезированных материалов на основе оксидов железа и бентонита. Для этого на полученных дифрактограммах порошка $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и композита были проанализированы рефлексы, соответствующие магнетит/маггемиту. Результаты анализа приведены в табл. 1. Как видно, в случае $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ средняя длина ребра элементарной ячейки составляет 0.836 ± 0.001 нм, а синтезированный материал представляет собой

Таблица 1. Точечная дефектность синтезированных материалов по данным рентгенофазового анализа

Дифракционный угол 2θ , град	Индексы Миллера, hkl	Межплоскостное расстояние d_{hkl} , нм	Длина ребра элементарной ячейки a , нм	Средняя стехиометрия $\langle 1-\delta \rangle$
Магнетит/маггемит				
30.21	220	0.296	0.837	
35.61	311	0.252	0.836	
43.30	400	0.209	0.836	2.793
57.26	511	0.161	0.836	
62.94	440	0.148	0.835	

Таблица 1. Окончание

Дифракционный угол 2θ , град	Индексы Миллера, hkl	Межплоскостное расстояние d_{hkl} , нм	Длина ребра элементарной ячейки a , нм	Средняя стехиометрия $<1-\delta>$
Композит бентонит/оксиды железа				
30.26	220	0.295	0.835	2.833
35.50	311	0.253	0.839	
57.25	511	0.161	0.836	
62.85	440	0.148	0.836	

смесь магнетит/маггемит с химической формулой $Fe_{2.793}O_4$. С другой стороны, $Fe_3O_4/\gamma-Fe_2O_3$ в составе композита с бентонитом характеризуется меньшей средней дефектностью ($<3-\delta> = 2.833$) по сравнению с синтезированным $Fe_{2.793}O_4$. Это свидетельствует в пользу предположения, что бентонит тормозит окисление ионов Fe^{2+} в магнетите и тем самым способствует формированию структуры с меньшей концентрацией ионов Fe^{3+} .

На рис. 2 a и 2 b приведены петли гистерезиса, полученные при исследованиях магнитных свойств синтезированных смеси оксидов железа и композита бентонит/оксиды железа. Количество

характеристики структурно-чувствительных параметров после пересчета на соответствующие единицы измерения в системе СИ представлены в табл. 2. Намагниченность насыщения смеси оксидов указывает на присутствие в смеси ферромагнитных частиц $\gamma-Fe_2O_3$, Fe_3O_4 , а также на наличие значительных по объему поверхностных слоев с пониженными значениями магнитных моментов ионов железа. При формировании композита его остаточная намагниченность уменьшается более чем в 6 раз по отношению к смеси оксидов $Fe_3O_4/\gamma-Fe_2O_3$. При этом повышаются магнитные параметры, определяемые кристаллографической анизотропией и анизотропией формы частиц.

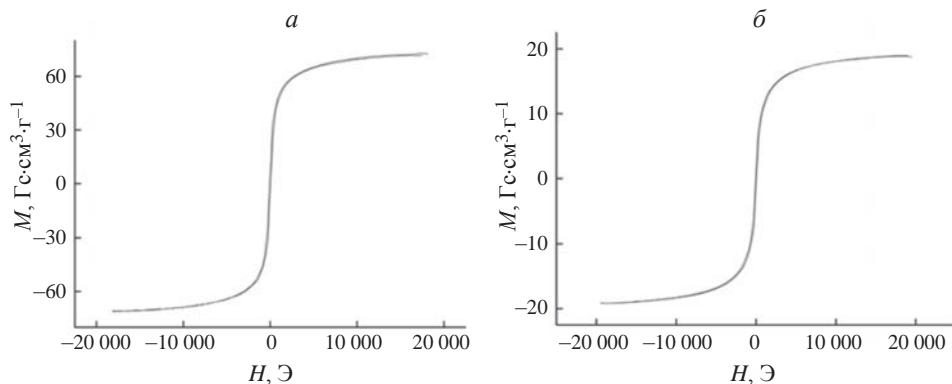


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса: смеси оксидов железа (a); композита бентонит/смесь оксидов железа (б).

Таблица 2. Параметры петель магнитного гистерезиса

Намагниченность насыщения M_s , $A\cdot m^2/kg$	Остаточная намагниченность, M_r , $A\cdot m^2/kg$	Коэрцитивная сила H_c , A/m	Напряженность поля анизотропии H_a , A/m	Коэффициент прямоугольности M_r/M_s	Площадь петли S , $A^2\cdot m/kg$
Магнетит/маггемит					
72.86	6.47	5.71	2338	0.089	3.3
Композит бентонит/оксиды железа					
18.95	0.98	8.5	3510	0.052	7.25

Для выяснения механизмов существенного понижения намагниченности образцов композита и повышения его коэрцитивной силы по сравнению с порошком $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ были выполнены мёссбауэровские исследования. Мёссбауэровский спектр оксидов железа (рис. 3a) представляет собой суперпозицию шести секстиплетов и дублета от ядер ионов железа, расположенных в неэквивалентных положениях различных оксидов. Параметры секстиплета C_1 характерны для оксида железа $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, секстиплеты C_2 и C_3 связаны с ядрами ионов железа в окта- и тетраэдрических позициях магнетита Fe_3O_4 , а секстиплеты C_4 и C_5 могут быть связаны с ядрами ионов железа, расположенных в приповерхностных слоях частиц $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и Fe_3O_4 . Значения изомерного сдвига $\delta = 1.04$ мм/с (табл. 3) и квадрупольного расщепления $\Delta = 1.204$ мм/с для секстиплета C_6 свидетельствуют о присутствии ионов Fe^{2+} . Интерпретация мёссбауэровских спектров композита (рис. 3б) связана с особенностями

кристаллической структуры бентонита, согласно которой ионы железа могут занимать октаэдрические позиции двух типов, одна из которых, M_1 , характеризуется симметричным расположением гидроксильных групп OH относительно железа, а вторая, M_2 , – асимметричным расположением групп OH . В результате мёссбауэровский спектр композита представляет собой суперпозицию шести секстиплетов и трех дублетов. Параметры секстиплетов (магнитное поле на ядрах Fe^{57}H_a , изомерный сдвиг δ и квадрупольное расщепление Δ) близки к таковым для синтезированного порошка $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Это указывает на то, что оксиды железа локализованы преимущественно на поверхности частиц бентонита и в его порах. Параметры дублетов D_1 и D_2 соответствуют ионам Fe^{3+} , локализованным в октапозициях M_1 и M_2 структуры бентонита. Соотношение квадрупольных расщеплений для этих позиций составляет 1:2, а их заселенности 1:5. Изомерный сдвиг для дублета D_3

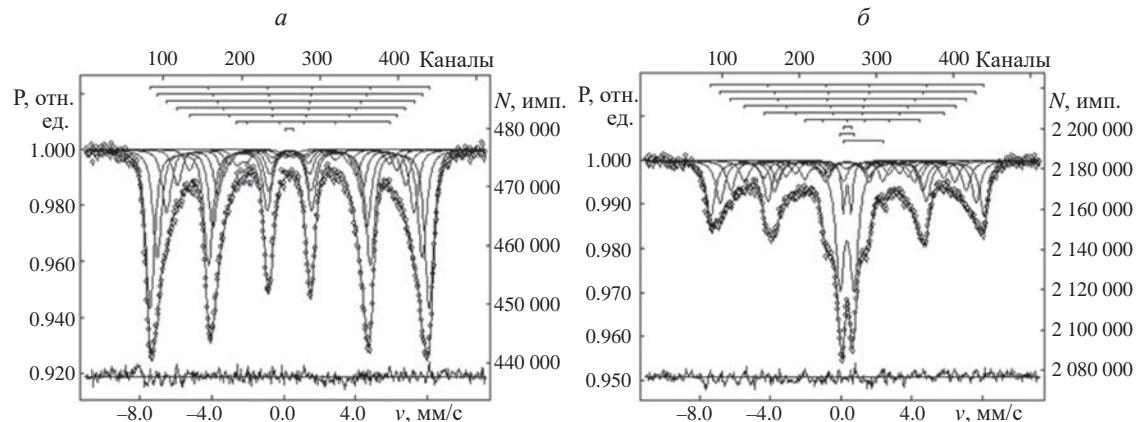


Рис. 3. Мёссбауэровские спектры: смеси оксидов железа (a); композита бентонит/смесь оксидов железа (б).

Таблица 3. Параметры мёссбауэровских спектров исследованных образцов

Компоненты ЯГР-спектра	Изомерный сдвиг δ , мм/с	Квадрупольное расщепление Δ , мм/с	Магнитное поле на ядрах Fe^{57}H_a , кЭ	Площадь компонентов спектра	Координация ионов железа
Магнетит/маггемит					
C_1	0.33	0.012	483	39.03	$\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$
C_2	0.34	0.004	458	26.72	Окт. Fe_3O_4
C_3	0.35	0.30	427	15.74	Тетр. Fe_3O_4
C_4	0.39	0.74	395	8.90	Мод. пов. слой $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$
C_5	0.42	0.230	359	5.23	Мод. пов. слой $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$
C_6	1.04	1.204	264	3.64	Fe^{2+}
D_1	0.31	0.503	–	0.74	Супердисперсные частицы порошка $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$

Таблица 3. Окончание

Компоненты ЯГР-спектра	Изомерный сдвиг δ , мм/с	Квадрупольное расщепление Δ , мм/с	Магнитное поле на ядрах Fe^{57} H_a , кЭ	Площадь компонентов спектра	Координация ионов железа
Композит бентонит/оксиды железа					
C_1	0.36	0.011	479	21.34	γ - Fe_2O_3
C_2	0.43	0.044	445	16.18	Окт. Fe_3O_4
C_3	0.30	0.014	413	11.45	Тетр. Fe_3O_4
C_4	0.43	0.149	369	8.36	Мод. пов. слой γ - Fe_2O_3
C_5	0.54	0.355	315	6.75	Мод. пов. слой α - Fe_2O_3
C_6	1.01	0.361	201	7.05	Fe^{2+}
D_1	0.30	0.434	—	4.90	M_2 окт.
D_2	0.35	0.806	—	21.21	M_1 окт.
D_3	1.27	2.22	—	3.7	$Fe^{2+}(M_2)$ окт.

равен 1.27 мм/с, что свидетельствует о наличии в структуре бентонита 4% ионов Fe^{2+} .

Уменьшение полей на ядрах Fe^{57} для магнетита и маггемита в композите указывает на изменение магнитного состояния ионов железа при их соосаждении на бентонит и связанного с этим изменением размеров частиц оксидов вследствие изменения скорости процесса их формирования в композите. Соотношения содержания оксидов в смеси и в композите, рассчитанные исходя из отношения площадей соответствующих секстиплетов, приведены в табл. 4. Из представленных данных видно, что при формировании композита повышается степень стехиометрии магнетита, увеличивается его концентрация в смеси, а также концентрация ионов Fe^{2+} , что коррелирует с уменьшением соотношения Fe:O и преимущественной локализацией Fe_3O_4 на поверхности частиц композита. Это указывает на торможение процесса окисления железа в композите.

Таким образом, данные мёссбауэровской спектроскопии и рентгенофазового анализа позволяют сделать вывод о влиянии бентонита на структурные особенности магнетит/маггемита в композите бентонит/оксиды железа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены свойства твердых растворов магнетит/маггемит и железосодержащих бентонитов, синтезированных методом химического соосаждения из водных растворов солей железа. Установлено, что при переходе от порошка смеси оксидов к композиту значения остаточной намагниченности и намагниченности насыщения значительно уменьшаются, тогда как для магнитных параметров, определяемых кристаллографической анизотропией и анизотропией формы частиц, наблюдается противоположная тенденция. Показано, что магнитные свойства композитов зависят от характера

Таблица 4. Соотношение содержания оксидов в смеси и в композите по данным мёссбауэровской спектроскопии

Образец	Степень стехиометрии магнетита $Fe_{окт} : Fe_{тетр}$	Соотношение $Fe^{2+} : Fe_{общ}$	Соотношение $Fe_3O_4 : \gamma$ - Fe_2O_3	Соотношение Fe : O
Порошок оксидов железа	1.93	0.13	1.1	0.64
Композит бентонит/оксиды железа	2.0	0.43	1.25	0.62

локализации оксидов железа, соотношения их концентраций.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Yan L., Li S., Yu H. et al.* // Powder Technol. 2016. V. 301. P. 632.
2. *Шлапакова Л.Е., Прядко А.С., Мухортова Ю.Р. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 766; *Shlapakova L.E., Pryadko A.S., Mukhortova Yu.R. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 675.
3. *Кафеева Д.А., Куршанов Д.А., Дубовик А.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 801; *Kafeeva D.A., Kurshanov D.A., Dubavik A.Y.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 705.
4. *Магомедов К.Э., Омельянчик А.С., Воронцов С.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 819; *Magomedov K.E., Omelyanchik A.S., Vorontsov S.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 720.
5. *Шипко М.Н., Степович М.А., Носков А.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1222; *Shipko M.N., Stepovich M.A., Noskov A.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 86. No. 9. P. 1011.
6. *Алексеева О.В., Смирнова Д.Н., Носков А.В. и др.* // Журн. неорг. химии. 2023. Т. 68. № 8. С. 1021; *Alekseeva O.V., Smirnova D.N., Noskov A.V. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2023. V. 68. P. 953.
7. *Шилова О.А., Николаева А.М., Коваленко А.С. и др.* // Журн. неорг. химии. 2020. Т. 65. № 3. С. 398; *Shilova O.A., Nikolaev A.M., Kovalenko A.S. et al.* // Russ. J. Inorg. Chem. 2020. V. 65. No. 3. P. 398.
8. *Cervellino A., Frison R., Cernuto G. et al.* // J. Appl. Cryst. 2014. V. 47. P. 1755.

Structural features and magnetic properties of bentonite/iron oxide composite materials

**М. Н. Shipko¹, А. В. Noskov², *, М. А. Stepovich³, А. В. Agafonov²,
О. В. Alekseeva², Д. Н. Yashkova², Е. С. Savchenko⁴**

¹ *Lenin Ivanovo State University of Power Engineering, Ivanovo, 153003, Russia*

² *G. A. Krestov Institute of Solution Chemistry of the Russian Academy of Sciences, Ivanovo, 153045, Russia*

³ *Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023, Russia*

⁴ *National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, 119049, Russia*

* e-mail: avn@tsc-ras.ru

A mixed magnetite/maghemite solid solution and a bentonite/iron oxide composite material were synthesized using the chemical coprecipitation method. It was found that composite bentonite/iron oxides have significantly lower residual magnetization and higher coercive force compared to $\text{Fe}_3\text{O}_4/\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ powder. Based on experimental diffraction and Mössbauer spectroscopy data, conclusions were drawn about the influence of bentonite on the structural features of magnetite/maghemite in the composite.

УДК 537.528:53.097:546.05:537.6.8

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВ CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , $\text{CuNiFe}_2\text{O}_4$, СИНТЕЗИРОВАННЫХ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОДВОДНОЙ ПЛАЗМЕ

© 2024 г. М. Н. Шипко¹, М. А. Степович², А. В. Хлюстова^{3, *},
А. В. Агафонов³, Н. А. Сироткин³, Е. С. Савченко⁴

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Ивановский государственный энергетический университет имени В. И. Ленина», Иваново, Россия

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Калужский государственный университет имени К. Э. Циолковского», Калуга, Россия

³ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт химии растворов
имени Г. А. Крестова Российской академии наук», Иваново, Россия

⁴ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

* E-mail: avlada5577@gmail.com

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Методы дифракции рентгеновских лучей, мёссбауэрской спектроскопии в сочетании с измерениями магнитных характеристик использованы для исследований кристаллической структуры, морфологии и магнитных свойств порошков нанокомпозитов на основе переходных металлов Ni, Co, Cu, Fe, впервые синтезированных в низкотемпературной подводной плазме. Полученные результаты указывают на возможность синтеза нанокомпозитов с заданным содержанием ферритов NiFe_2O_4 , CoFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, обеспечивающих низкие значения ширины линии ферромагнитного резонанса, а также $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$, проявляющего высокочастотный резонанс в миллиметровом диапазоне электромагнитного излучения.

DOI: 10.31857/S0367676524110059, EDN: FLZVHQ

ВВЕДЕНИЕ

Исследования низкотемпературной плазмы в контакте с жидкостью представляют большой интерес из-за возможностей применения образующихся материалов в биомедицине, очистке воды от органических и неорганических загрязнений, модифицировании материалов [1, 2]. Последнее имеет широкие перспективы для получения композитов, в том числе углеродных, металл-полимерных, биметаллических, оксидных. Композиты синтезируются при воздействии подводной плазмы, возбуждаемой между металлическими электродами в объеме дистиллированной воды. Образовавшийся после действия плазмы раствор с осадком из синтезированных структур после центрифugирования и фильтрации осадка высушивается, после чего проводятся его исследования.

МЕТОДЫ СИНТЕЗА НАНОЧАСТИЦ

В работе синтез структур проводился с использованием двух- и трехэлектродных систем. В двухэлектродной системе подводный импульсный разряд постоянного тока инициировался между двумя металлическими электродами диаметром 1 мм, погруженными в дистиллированную воду. Электроды помещались в керамическую трубку диаметром 7 мм, что позволяло установить постоянное межэлектродное расстояние 1.5 мм. Для возбуждения разряда использовался источник постоянного тока с выходным напряжением до 5 кВ и балластный резистор 0.5 кОм. Среднее значения тока разряда составляло 0.25 А. Все эксперименты проводились в ячейке с фиксированным объемом раствора 200 мл. В качестве электродов использовались стержни из Fe, Ni и Co, (ООО «Цветметсплав» (Россия), чистота 99.99%). Полярность материалов электродов варьировалась.

В трехэлектродной системе двойной подводный разряд зажигался между тремя металлическими стержнями, помещенными в керамическую трубку диаметром 10 мм. В качестве электродов в экспериментах использовались стержни из железа, меди и никеля диаметром 1.0 мм и чистотой 99.99%. Электроды располагались в вершинах равностороннего треугольника. Общий катод из Ni расположен в вершине треугольника, а два анода из Cu и Fe – в основаниях. Расстояние между анодами составляло 7 мм, между анодом и катодом – 4 мм. Для возбуждения двойного разряда использовались два независимых оригинальных источника питания постоянного тока с выходным напряжением до 5 кВ и балластными резисторами сопротивлением 500 Ом. Детальное описание установки для возбуждения разряда с трехэлектродной системой рассмотрено в [3]. Полный ток двойного разряда составлял 0.25 А.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СИНТЕЗИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Распределение наночастиц CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , $\text{CuNiFe}_2\text{O}_4$ по размерам изучалось методами растровой электронной микроскопии и динамического рассеяния света. Кристаллическая структура и фазовый состав композитов изучались методами дифракции рентгеновских лучей и мёссбауэровской спектроскопии. Параметры петель

магнитного гистерезиса определены при $T = 300$ К в магнитном поле напряженностью до 20 кЭ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СИНТЕЗИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦ

Морфология синтезированных наночастиц существенно зависит от условий синтеза (см. рис. 1a). Из результатов исследований в растровом электронном микроскопе видно, что частицы композитов имеют сферическую, игольчатую или дрожжеподобную форму. Частицы имеют характерные параметры: наноструктуры со сферическими поверхностями (диаметр ~70–190 нм) и игольчатой структурой (толщина ~140–180 нм и длина ~1400–1650 нм); сросшиеся наночастицы со сферическими поверхностями с диаметрами около 150–370 нм; наночастицы с игольчатой структурой с толщиной иголок около 85–95 нм и длиной более 2000 нм; наночастицы с игольчатой структурой с толщиной иголок около 85–105 нм и длиной около 1000–1200 нм. Во всех композитах отмечается существенная агломерация частиц. Наиболее высокая степень агломерации отмечается для композита, содержащего наночастицы CoFe_2O_4 . Это указывает на наличие стерических контактов, а также малые размеры частиц, способствующих их объединению с образованием агломератов. Для композитов, содержащих феррит NiFe_2O_4 , на микрофотографиях наблюдалось высокое содержание нанокристаллитов, имеющих игольчатую форму, характерную для $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [4, 5].

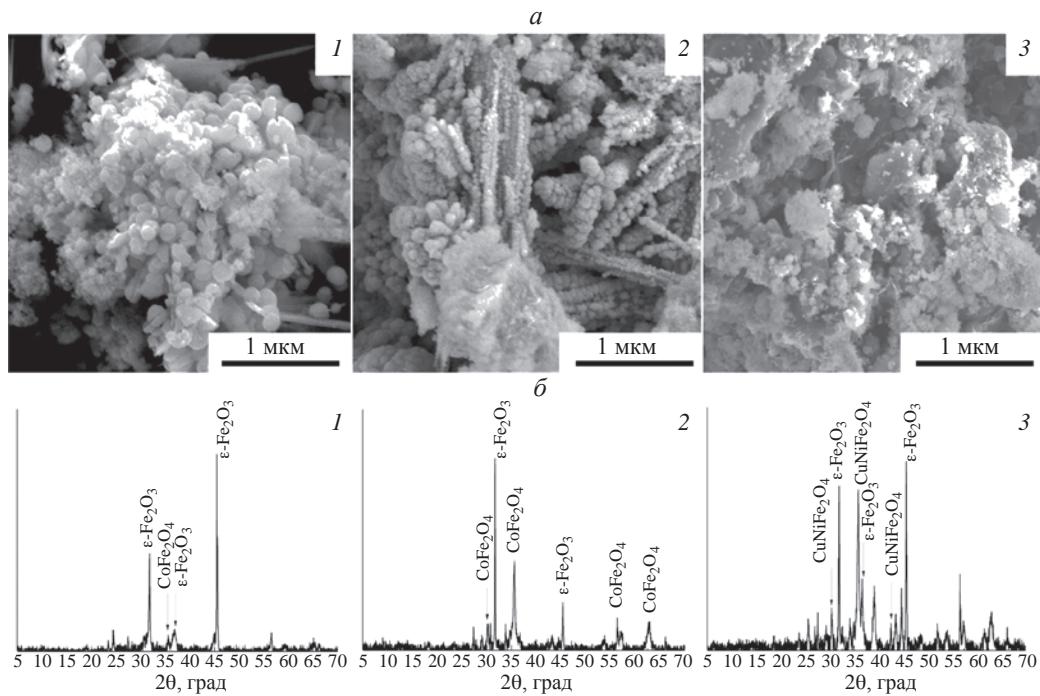


Рис. 1. Микрофотографии (a) и рентгенограммы (б) наночастиц, полученных при различных условиях их синтеза: 1 – Fe-анод, Со-катод; 2 – Со-анод, Fe-катод; 3 – трехэлектродная система: Fe-анод, Ni и Cu-катоды.

В результате рентгеноструктурных исследований установлено, что в синтезированных порошках присутствуют наночастицы оксидов α - Fe_2O_3 , γ - Fe_2O_3 , ϵ - Fe_2O_3 , Fe_3O_4 , ферриты со структурой шпинели NiFe_2O_4 , CoFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ – см. рис. 1б.

При синтезе композитов с Fe-катодом в плазме формируются преимущественно частицы оксидов железа и наночастицы ферритов, которые характеризуются параметрами решеток, свойственными соответствующим ферритам стехиометрического состава (см. табл. 1). Результаты мёссбауэровских исследований позволяют выявить особенности локальной структуры наночастиц ферритов и оксидов железа. В качестве примера на рис. 2 приведены мёссбауэровские спектры агрегатов оксидов железа после их синтеза в подводной плазме при силе тока 0.25 (а) и 0.8 А (б) – см. также табл. 2. По данным рентгеноструктурного анализа и мёссбауэровской спектроскопии, частицы ферритов имеют нестехиометрический состав. Степень нестехиометрии ферритов, их содержание в композите зависит от полярности железного электрода. Это отчетливо сказывается на параметрах решетки синтезированных ферритов (табл. 1) и распределении частиц по размерам в жидкой фазе, полученные методом динамического рассеяния света. На характер распределения влияет полярность электродов. Увеличение силы тока разряда способствует сдвигу распределений частиц по размерам в сторону увеличения размеров частиц примерно с 50–250 нм до 100–400 нм в случае железного анода и примерно с 20–650 нм до 20–850 нм в случае

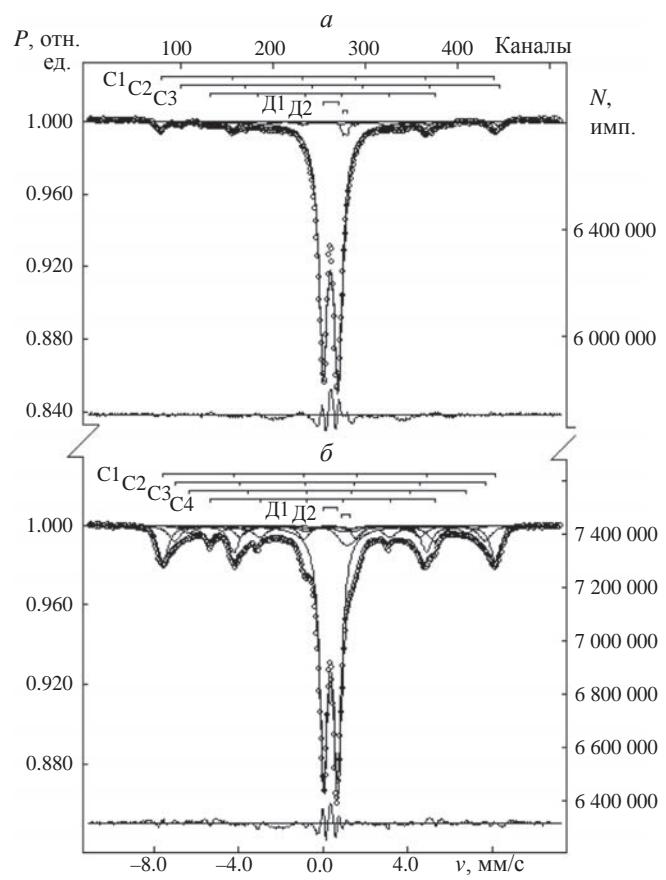


Рис. 2. Мёссбауэровские спектры агрегатов оксидов железа после их синтеза в подводной плазме при силе тока разряда 0.25 А (а) и 0.8 А (б).

Таблица 1. Значения параметров кристаллической решетки a и размеры D нанокристаллитов ферритов CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ в композитах, синтезированных при силе тока разряда 0.25 А и различных полярностях электродов

Феррит	CoFe_2O_4 , Fe-анод	CoFe_2O_4 , Fe-катод	NiFe_2O_4 , Fe-анод	NiFe_2O_4 , Fe-катод	$\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, Fe, Cu-анод
a , Å	8.36	8.35	8.42	8.49	8.32
D , нм	68.79	25.47	56.38	30.64	21.98

Таблица 2. Параметры петель магнитного гистерезиса для нанокомпозитов, содержащих наночастицы ферритов NiFe_2O_4 , CoFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ синтезированных в условиях подводной плазмы при различной полярности электродов

Материал катода	I , А	H_a , А/м	M_s , А·м ² /кг	H_c , кА/м	M_r/M_s , отн. ед.
Fe	0.25	7987	1.21	22.0	0.092
Ni	0.25	3405	12.61	9.2	0.076
Co	0.25	1375	2.56	23.6	0.103
Ni-Cu	0.25	8737	2.33	15.2	0.037

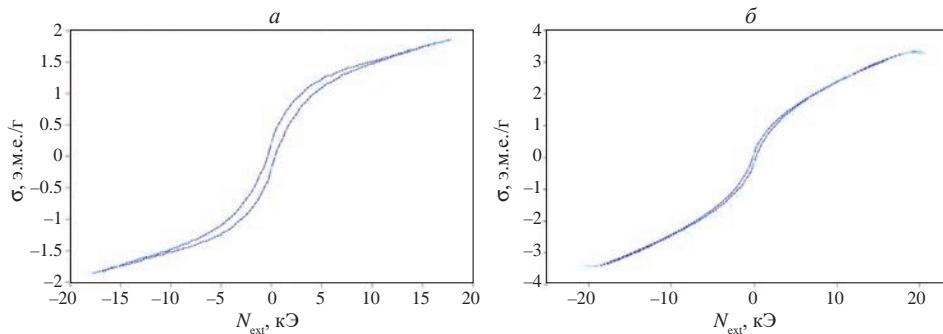


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса: Fe-катод, Ni-анод, ток разряда 0.25 А (а); Fe-катод, Cu-анод, ток разряда 0.25 А (б).

никелевого анода. Такая тенденция сохраняется и для композита на основе феррита CoFe_2O_4 . Более того, во всех случаях размеры частиц сопоставимы с размерами газовых пузырьков с подводной плазмой. При этом существенное влияние на процесс формирования наночастиц ферритов оказывает полярность железного электрода. Использование железного электрода в качестве анода активирует процесс формирования сферических частиц ферритов-шпинелей. В свою очередь, использование железного электрода в качестве катода способствует образованию частиц с игольчатой формой, характерной для фазы $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и других оксидов железа. Это находится в соответствии с данными рентгенофазового анализа и рентгеноструктурных исследований.

Наблюдаемые изменения в фазовом составе нанокомпозитов и размерах кристаллитов сказываются на их магнитных параметрах: напряженности поля анизотропии H_a , намагниченности насыщения M_s , остаточной намагниченности M_r , коэрцитивной силе H_c , прямоугольности петли магнитного гистерезиса M_r/M_s . В табл. 2 в качестве примера приведены наиболее информативные параметры петель магнитного гистерезиса для композитов на основе наночастиц ферритов. Видно, что все композиты характеризуются низкими значениями намагниченности насыщения ввиду проявления суперпарамагнетизма, малых размеров частиц и присутствия наночастиц оксидов железа $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ [6, 7].

Вместе с тем присутствие большого количества наночастиц оксида $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$ в композите (опыт 1) обеспечивает относительно высокие значения напряженности поля анизотропии H_a и коэрцитивной силы [2]. При этом значения M_z/M_s , которые изменяются в пределах 0.067–0.127, существенно меньше ожидаемых значений для однодоменных изолированных частиц [8, 9]. Более того, магнитные свойства композитов существенно зависят от полярности железного электрода, определяющего содержание ферритов в композите. Следовательно, при одном и том же способе синтеза полярность Fe

электрода и, как следствие, температура плазмы, оказывают влияние на скорость миграции ионов Ni, Co и Cu в координационные полиэдры оксидов железа, а также на скорость роста частиц, их морфологию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты указывают на возможность синтеза композитов на основе ферритов CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, Fe_3O_4 с требуемыми магнитными параметрами. По данным рентгенофазового анализа и мёссбауэровской спектроскопии синтезированные композиты содержат наночастицы ферритов и оксиды железа различных полиморфных модификаций. Содержание ферритов и оксидов, их структурное состояние определяется материалом катода и силой тока разряда. При силе тока разряда 0.25 А и меньше в подводной плазме формируются преимущественно наночастицы ферритов. При силе тока разряда 0.8 А и более в плазме формируются наночастицы оксидов железа с низкой симметрией их кристаллической структуры. Полученные композиты представляют базу для синтеза материалов со свойствами, требуемыми для изготовления наномагнитных логических устройств, измерительных трансформаторов, дросселей и др.

Исследование выполнено за счет гранта Российской научного фонда и Правительства Калужской области № 23-21-10069, <https://rscf.ru/project/23-21-10069/>, <https://rscf.ru/en/project/23-21-10069/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонов А.В., Сироткин Н.А., Титов В.А. и др. // Журн. неорг. химии. 2022. Т. 67. № 3. С. 271; Agafonov A.V., Sirotnik N.A., Titov V.A. et al. // Russ. J. Inorg. Chem. 2022. V. 67. No. 3. P. 253.
2. Хлюстова А.В., Шипко М.Н., Сироткин Н.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 614;

- Khlyustova A.V., Shipko M.N., Sirokin N.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 509.*
3. *Sirokin N.A., Khlyustova A.V., Titov V.A. et al. // Plasma Chem. Plasma Process. 2022. V. 42. № 1. P. 191.*
4. *Хлюстова А.В., Шипко М.Н., Степович М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1517; Khlyustova A.V., Shipko M.N., Stepovich M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1549.*
5. *Duque J.G.S., Souza E.A., Meneses C. et al. // Physica. B. Cond Matter. 2007. V. 398. No. 2. P. 287.*
6. *Дмитриев А.И. // Науч.-тех. вестн. инф. технол. механ. и оптики. 2017. Т. 17. № 5. С. 805.*
7. *Князев Ю.В., Якушин С.С., Балаев Д.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 959; Knyazev Yu.V., Yakushkin S.S., Balaev D.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 875.*
8. *Карпова Т.С., Васильев В.Г., Владимирова Е.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № . 8. С. 1097; Karpova T.S., Vasil'ev V.G., Vladimirova E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2011. V. 75. No. 8. P. 1036.*
9. *Mazaleyrat F., Varga L.K. // J. Magn. Magn. Mater. 2000. V. 215. P. 253.*

Magnetic properties and structure features of nanocomposites based on ferrites CoFe_2O_4 , NiFe_2O_4 , CuFe_2O_4 synthesized in low temperature underwater plasma

**М. Н. Shipko¹, М. А. Stepovich², А. В. Khlyustova^{3, *},
А. В. Agafonov³, Н. А. Sirokin³, Е. С. Savchenko⁴**

¹ *Lenin Ivanovo State University of Power Engineering, Ivanovo, 153003, Russia*

² *Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, 248023, Russia*

³ *G. A Krestov Institute of Solution Chemistry, Russian Academy of Sciences,
Ivanovo, 153045, Russia*

⁴ *National University of Science and Technology "MISIS", Moscow, 119049, Russia*

* e-mail: avlada5577@gmail.com

Methods of X-ray diffraction and Mössbauer spectroscopy in combination with measurements of magnetic characteristics were used to study the crystal structure, morphology and magnetic properties of nanocomposite powders based on transition metals Ni, Co, Cu, Fe, first synthesized in low cold temperature underwater plasma. The results obtained indicate the possibility of synthesizing nanocomposites with a given content of ferrites NiFe_2O_4 , CoFe_2O_4 , $\text{Ni}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$, which provide low values of the ferromagnetic resonance linewidth, as well as $\epsilon\text{-Fe}_2\text{O}_3$, which exhibits high frequency resonance in the millimeter range of electromagnetic radiation.

УДК 537.62

КОМПЕНСАЦИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ СЛОЯМИ В СПИН-ТУННЕЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

© 2024 г. Д. В. Васильев^{1, *}, О. П. Поляков^{2, 3}, П. А. Поляков³,
В. В. Амеличев¹, С. И. Касаткин², Д. В. Костюк¹

¹ Федеральное государственное бюджетное научное учреждение

«Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт проблем управления имени В.А. Трапезникова Российской академии наук», Москва, Россия

³ Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

* E-mail: D.Vasiliyev@tcen.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Предложен метод значительного уменьшения влияния магнитостатического магнитного поля фиксированного магнитного поля на свободный слой спин-туннельного элемента. Метод основан на использовании свободного слоя, размер которого превышает фиксированный слой, за счет чего достигается значительное уменьшение влияния магнитостатического поля.

DOI: 10.31857/S0367676524110063, EDN: FLRAWC

ВВЕДЕНИЕ

Спин-туннельный переход является основным элементом спинtronики [1–3]. В простейшем случае он состоит из двух однородно намагниченных магнитных слоев, разделенных тонким слоем диэлектрика, через который может проходить туннельный ток, величина которого зависит от ориентации векторов намагниченности слоев [4, 5]. Один слой называется фиксированным, вектор намагниченности которого M_1 стабилизирован сильным обменным взаимодействием со слоем антиферромагнетика вдоль направления однородной анизотропии. На рис. 1 направление анизотропии параллельно координатной оси X_1 . Другой слой называется свободным, так как его вектор намагниченности M_2 легко изменяет свою ориентацию под действием внешнего магнитного поля относительно своей оси одноосной анизотропии, которая также ориентирована вдоль оси X_2 . В реальных устройствах спин-туннельный элемент представляет собой гетероструктуру из нескольких магнитных и немагнитных слоев, которые в зависимости от типа устройства имеют разное функциональное значение, способствующее улучшению характеристик спин-туннельного элемента [6]. В качестве таких дополнительных слоев часто используется структура, называемая синтетическим антиферромагнетиком (САФ),

состоящая из двух ферромагнитных слоев, намагниченности которых фиксированы в противоположных направлениях посредством косвенного обменного взаимодействия через очень тонкий слой, например рутения [7–10]. Благодаря САФ уменьшается влияние магнитостатического поля фиксированного слоя на свободный слой, что приводит к улучшению рабочих характеристик спинtronных устройств. Главным достоинством САФ является возможность изменения магнитных свойств многослойной наноструктуры за счет незначительной коррекции состава и толщин пленок, входящих в САФ. Данные свойства успешно применяются в ряде спинtronных устройств: преобразователях магнитного поля, магниторезистивной памяти с произвольным доступом, спиновой логике [11].

При выборе технологического метода формирования многослойной спин-туннельной магниторезистивной наноструктуры необходимо учитывать, что напыляемые слои, входящие в ее состав, обладают различными свойствами и имеют толщину от 0.1 до 10 нм. Это, в свою очередь, требует поддержания чистоты процесса на протяжении создания всей многослойной структуры. Формируемые слои должны быть однородными по толщине на подложке во избежание

неконтролируемого изменения магнитных параметров по поверхности пластины.

В данной работе показано, что возможен иной подход к уменьшению или компенсации влияния магнитостатического поля фиксированного слоя, не связанный с напылением дополнительных слоев. Суть подхода состоит в уменьшении размеров фиксированного слоя по сравнению со свободным слоем. Это приводит к различному по направлению воздействию магнитостатического поля на различные участки свободного слоя [12], что в среднем существенно уменьшает магнитостатическую энергию взаимодействия слоев или усредненную по объему свободного слоя напряженность магнитного поля фиксированного слоя.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим два слоя в виде сильно сжатых вдоль оси Z эллипсоидов вращения, как показано на рис. 1. Обозначим a_1, b_1, c_1 и a_2, b_2, c_2 полуоси этих эллипсоидов, которые направлены вдоль главных осей X_1, Y_1, Z_1 и X_2, Y_2, Z_2 , проведенные через центры эллипсоидов. Индексом 1 и 2 будем нумеровать параметры фиксированного и свободного слоев. В рассматриваемом случае эллипсоидов вращения $a_1 = b_1$ и $a_2 = b_2$. Для расчета силы магнитостатического взаимодействия воспользуемся методом скалярного потенциала, создаваемым эффективными поверхностными магнитными зарядами, плотность которых определяется нормальной составляющей к поверхности эллипсоида вектора намагниченности $\sigma_1 = M_{1n}$ [13, 14].

Потенциал, создаваемый эффективными магнитными зарядами первого эллипсоида вне его объема, будет определяться выражением [15]

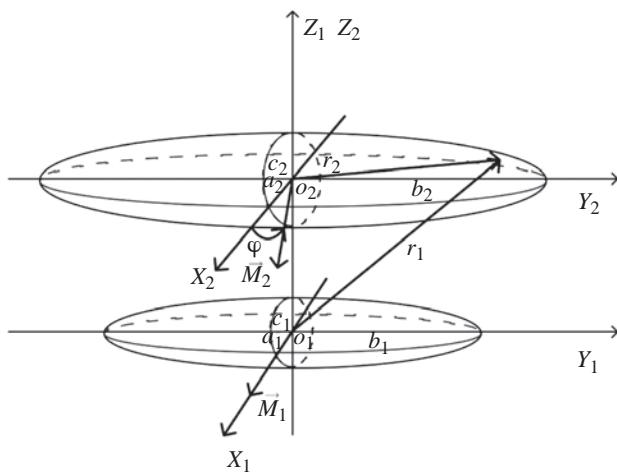


Рис. 1. Конфигурация и ориентация в пространстве фиксированного (индекс 1) и свободного (индекс 2) слоев.

$$\Phi(\xi_1) = 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(a_1^2 + t) R_1(t)} \cdot x_1 M_{1x} + \\ + 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(b_1^2 + t) R_1(t)} \cdot y_1 M_{1y} + \\ + 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(c_1^2 + t) R_1(t)} \cdot z_1 M_{1z}. \quad (1)$$

Здесь \vec{r}_1, \vec{r}_2 – радиус-векторы, проведенные из центров соответствующих эллипсоидов,

$$R_1(t) = \sqrt{(a_1^2 + t)(b_1^2 + t)(c_1^2 + t)}, \quad (2)$$

x_1, y_1, z_1 и M_{1x}, M_{1y}, M_{1z} – компоненты радиус-вектора \vec{r}_1 и вектора намагниченности \vec{M}_1 (см. рис. 1), ξ_1 – эллипсоидальная координата, определяемая уравнением [16]

$$\frac{x_1^2}{a_1^2 + \xi_1} + \frac{y_1^2}{b_1^2 + \xi_1} + \frac{z_1^2}{c_1^2 + \xi_1} = 1. \quad (3)$$

В случае эллипсоида вращения решение этого уравнения будет иметь вид

$$\xi_1 = \frac{\rho_1^2 + z_1^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} + \\ + \sqrt{\left(\frac{\rho_1^2 + z_1^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} \right)^2 + \rho_1^2 c_1^2 + z_1^2 a_1^2 - a_1^2 c_1^2}, \quad (4)$$

где $\rho_1^2 = x_1^2 + y_1^2$.

Расстояние между центрами эллипсоидов на рис. 1 равно

$$l = c_1 + c_2 + h, \quad (5)$$

где h – минимальное расстояние между поверхностями эллипсоидов. Учитывая, что компоненты векторов \vec{r}_1 и \vec{r}_2 связаны соотношением

$$z_1 = z_2 + l, x_1 = x_2, y_1 = y_2, \quad (6)$$

выразим эллипсоидальную координату (4) через координаты x_2, y_2, z_2 :

$$\xi_1 = \frac{\rho_2^2 + (z_2 + l)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} + \\ + \sqrt{\left(\frac{\rho_2^2 + (z_2 + l)^2 - a_1^2 - c_1^2}{2} \right)^2 + \rho_2^2 c_1^2 + (z_2 + l)^2 a_1^2 - a_1^2 c_1^2}, \quad (7)$$

где $\rho_2^2 = x_2^2 + y_2^2$.

Эффективный заряд dq_2 , находящийся на элементе поверхности второго эллипсоида dS_2 , равен

$dq_2 = M_{2n} dS_2$. В точке, определяемой радиус-вектором \vec{r}_2 , его значение определяется выражением [16]

$$dq_2 = \left(\frac{x_2 M_{2x}}{a_2^2} + \frac{y_2 M_{2y}}{b_2^2} + \frac{z_2 M_{2z}}{c_2^2} \right) \frac{c_2^2}{z_2} dx_2 dy_2, \quad (8)$$

где M_{2x} , M_{2y} , M_{2z} – компоненты вектора намагниченности \vec{M}_2 (см. рис. 1).

Магнитостатическая энергия взаимодействия эллипсоидов равна

$$W_m = \int_{S_2} \varphi(\xi_1) dq_2, \quad (9)$$

где S_2 – площадь второго эллипсоида. Подставляя в (9) выражение для потенциала (1) и учитывая, что в рассматриваемом случае вектор намагниченности фиксированного слоя направлен вдоль координатной оси X_2 , то есть $\vec{M}_1 = (M_1, 0, 0)$, получим

$$W_m = \int_{S_2} 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} I(\xi_1) \cdot x_1 M_1 dq_2, \quad (10)$$

где

$$I(\xi_1) = \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{dt}{(a_1^2 + t) R_1(t)}. \quad (11)$$

В случае эллипсоида вращения ($a_1 = b_1$) интеграл (11) берется в элементарных функциях

$$I(\xi_1) = -\frac{\sqrt{c_1^2 + \xi_1}}{(a_1^2 - c_1^2)(a_1^2 + \xi_1)} + \frac{\arctg \sqrt{\frac{a_1^2 - c_1^2}{c_1^2 + \xi_1}}}{(a_1^2 - c_1^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

Для расчета поверхностного интеграла (10) удобно перейти к обобщенным сферическим координатам [16]

$$\begin{aligned} x_2 &= a_2 \sin(\nu_2) \cos(\alpha_2), \quad y_2 = b_2 \sin(\nu_2) \sin(\alpha_2), \\ z_2 &= c_2 \sin(\nu_2). \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда, если вектор намагниченности свободного слоя \vec{M}_2 лежит в горизонтальной плоскости $X_2 0 Y_2$, как показано на рис. 1, то для нормированной энергии взаимодействия получим

$$w_m = \frac{W_m}{V_2 M_1 M_2} = 3\pi \int_0^{\pi} \frac{a_1^2 c_1}{2} I(\xi_1) \sin^3(\vartheta_2) d\nu_2 \cdot \cos(\phi). \quad (14)$$

Здесь ϕ – угол между вектором \vec{M}_2 и координатной осью X_2 , $V_2 = 4\pi a_1 b_1 c_1 / 3$ – объем второго эллипсоида.

Приведем конкретные расчеты для типичных параметров спин-туннельного элемента [17]

$$a_1 = a_2 = 10 \text{ мкм}, \quad c_1 = 1.5 \text{ нм}, \quad c_2 = 2.5 \text{ нм}, \quad h = 3.5 \text{ нм}. \quad (15)$$

Тогда для энергии взаимодействия найдем:

$$w_m = 0.001472. \quad (16)$$

Если уменьшить полуось фиксированного слоя в 2 и 4 раза ($a_1 = 5 \text{ мкм}$ и $a_1 = 2.5 \text{ мкм}$), оставив все остальные параметры неизменными, то для энергии взаимодействия (14) будем соответственно иметь

$$w_m = 0.000374 \text{ и } w_m = 0.000092. \quad (17)$$

Таким образом, при уменьшении радиуса фиксированного слоя a_1 в 2 раза магнитостатическая энергия взаимодействия уменьшается приблизительно в 4 раза, а при уменьшении a_1 в 4 раза – в 16 раз. Этот факт можно использовать для существенного уменьшения влияния магнитостатического взаимодействия на свободный слой без необходимости напылять дополнительные слои САФ.

Отметим, что похожая задача решалась в работе [18] для случая трех свободных взаимодействующих магнитных слоев цилиндрической формы. Было установлено, что при определенном соотношении параметров векторам намагниченности слоев энергетически выгодно находится в неколлинеарном состоянии. В нашем случае неколлинеарные состояния не наблюдаются, так как вектор намагниченности фиксированного слоя не меняет своей ориентации.

Учитывая, что проекция вектора намагниченности на ось X равна

$$M_{2x} = M_2 \cos(\phi), \quad (18)$$

для усредненной по объему свободного слоя проекции напряженности магнитостатического поля фиксированного слоя из (14) получим

$$\langle H_x \rangle = \frac{\delta}{\delta M_{2x}} M_1 M_{2x} \frac{W_m}{V} = w_m M_1. \quad (19)$$

В частности, при $M_1 = 1011 \text{ Гс}$ [17] для параметров (15) из (16) и (19) получим

$$\langle H_x \rangle = 0.001472 \times 1100 = 1.49 \text{ Э}. \quad (20)$$

Среднее поле (20) в рассмотренном случае практически совпадает с размагничивающим полем внутри фиксированного слоя (внутри 1-го эллипса на рис. 1)

$$H_{x \text{ dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 1.50 \text{ Э}, \quad (21)$$

где $n^{(x)}$ – размагничивающий коэффициент эллипса вдоль оси X . Отметим, что выражение (21) обычно используется для оценки среднего поля (20) в спин-туннельных элементах [19], что вполне оправдано в рассмотренном случае. Однако при уменьшении размеров это отличие возрастает [20], так при $a_1 = a_2 = 0.3 \text{ мкм}$ имеем

$$\langle H_x \rangle = 0.044187 \times 1011 = 44.67 \text{ Э};$$

$$H_{x \text{ dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 49.57 \text{ Э}. \quad (22)$$

Если размер фиксированного слоя уменьшить в 3 раза $a_1 = 0.1$ мкм по сравнению со свободным слоем $a_2 = 0.3$ мкм, то среднее поле (19) существенно снизится и будет равно

$$\langle H_x \rangle = 0.005300 \times 1011 = 5.35 \text{ Э}, \quad (23)$$

при этом размагничивающее поле фиксированного слоя увеличится:

$$H_{x \text{ dem}} = 4\pi n^{(x)} M_1 = 146.60 \text{ Э}. \quad (24)$$

Таким образом, магнитостатическое поле сцепления фиксированного и свободного слоев (23) уменьшается в 27 раз по сравнению с размагничивающим полем фиксированного слоя (24).

Приведем точное распределение компонент вектора напряженности магнитостатического поля H_x и H_z фиксированного слоя вдоль оси X свободного слоя. Дифференцируя потенциал (1) по переменным x и z при условии $y = 0$ и $z = l$, для нормируемых величину размагничивающего поля (21) получим

$$\begin{aligned} \frac{H_x}{H_{x \text{ dem}}} &= -\frac{1}{H_{x \text{ dem}}} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \\ &= \frac{1}{I(0)} \left[\frac{1}{(a^2 + \xi_1) \sqrt{c^2 + \xi_1}} \times \right. \\ &\times \left. \frac{2x^2 (c^2 + \xi_1)^2}{(c^2 + \xi_1)^2 + l^2 (a^2 - c^2)} - I(\xi_1) \right], \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{H_z}{H_{x \text{ dem}}} &= -\frac{1}{H_{x \text{ dem}}} \frac{\partial \phi}{\partial z} = \\ &= \frac{1}{I(0)} \left[\frac{1}{(a^2 + \xi_1)} \frac{2xl \sqrt{c^2 + \xi_1}}{(c^2 + \xi_1)^2 + l^2 (a^2 - c^2)} \right]. \end{aligned} \quad (26)$$

На рис. 2 и 3 представлены графики зависимости компонент поля (25) и (26) от безразмерной координаты x/a_1 . Из рис. 2 видно, что напряженность магнитостатического поля H_x , создаваемая фиксированным слоем вдоль оси X свободного слоя, меняет знак на расстоянии порядка a_1 . Поэтому, если радиус свободного слоя $a_2 > a_1$, то средняя по объему напряженность $\langle H_x \rangle$ будет меньше размагничивающего поля $H_{x \text{ dem}}$. В этом и состоит физическая причина полученного выше эффекта существенного уменьшения влияния размагничивающего поля фиксированного слоя на свободный слой спин-туннельного элемента. Следует отметить, что полученный результат получен при условии сохранения однородного состояния намагниченности свободного слоя. Это предположение

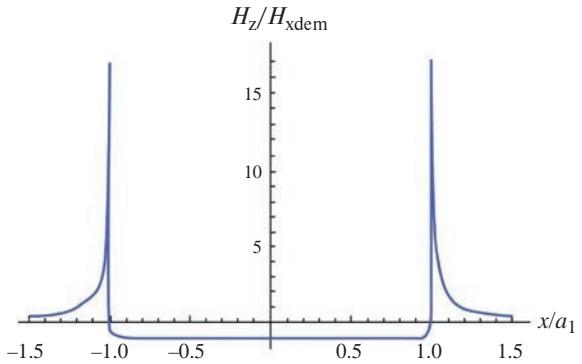


Рис. 2. Зависимость нормированной компоненты $H_z/H_{x \text{ dem}}$ вдоль координатной оси X свободного слоя от безразмерной координаты x/a_1 .

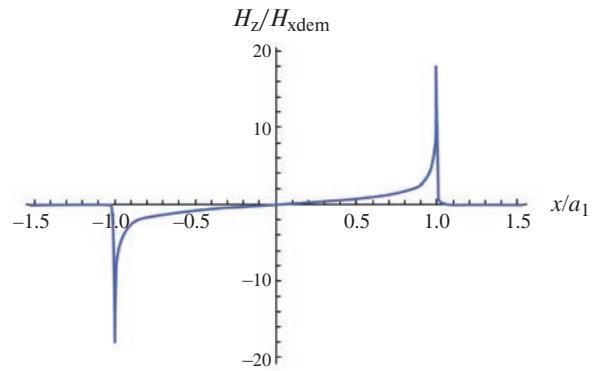


Рис. 3. Зависимость нормированной компоненты $H_z/H_{x \text{ dem}}$ вдоль координатной оси X свободного слоя от безразмерной координаты x/a_1 .

будет справедливо, если эффективное поле обменного взаимодействия будет значительно больше максимального значения магнитостатического поля. Как видно из рис. 2 и 3, компоненты H_x и H_z этого поля резко возрастают при $x \sim a_1$, и для случая (15)–(16) [17] могут превосходить размагничивающее поле $H_{x \text{ dem}}$ в 17 раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно результатам моделирования при уменьшении топологических размеров фиксированного слоя относительно свободного слоя значительно снижается влияние размагничивающего поля данного слоя на свободный слой. Описанный метод компенсации влияния фиксированного слоя на свободный спин-туннельного элемента является альтернативным решением, которое может заменить необходимость добавления САФ в состав спин-туннельной магниторезистивной наноструктуры, что значительно упрощает технологический

процесс формирования многослойных структур. Предложенный метод компенсации может успешно применяться при проектировании устройств спинtronики, например преобразователей магнитного поля, пороговых устройств, ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти. Однако данный подход потребует разделения процесса формирования спин-туннельного элемента на два этапа для получения отличающихся по размерам свободного и фиксированного слоев.

Настоящая статья подготовлена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения НИР «Теоретические и экспериментальные исследования спин-туннельных магниторезистивных наноструктур с синтетическим антиферромагнетиком для создания высокочувствительных преобразователей магнитного поля и элементов ячеек энергонезависимой магниторезистивной памяти», шифр FNRM-2022-0010.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ферт А.* // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336; *Fert A.* // Phys. Usp. 2008. V. 51. No. 12. P. 1336.
2. *Kim S.N., Cho J.W., Lim S.H.* // Sci. Reports. 2019. V. 9. P. 1617.
3. *Ferdaus F., Talukder B.M.S.B., Sadi M., Rahman M.T.* // Proc. 22nd Int. Symp. Quality Electronic Design (ISQED). 2021. P. 510.
4. *Girard P., Cheng Y., Virazel A. et al.* // Proc. IEEE. 2021. V. 109. P. 149.
5. *Трушин А.С., Кичин Г.А., Звездин К.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 105; *Trushin A.S., Kichin G.A., Zvezdin K.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 88.
6. *Yang C.L., Lai C.H.* // Sci. Reports. 2021. V. 11. Art. No. 15214.
7. *Inomata K., Nozaki T., Tezuka N., Sugimoto S.* // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 81. P. 310.
8. *Franco F., Silva M., Cardoso S., Freitas P.P.* // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. Art. No. 072401.
9. *Поляков О.П., Поляков П.А., Васильев Д.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 11. С. 1653; *Polyakov O.P., Polyakov P.A., Vasillyev D.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 11. P. 1711.
10. *Шевцов В.С., Амеличев В.В., Васильев Д.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1247; *Shevtsov V.S., Amelichev V.V., Vasilyev D.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1033.
11. *Bandiera S., Sousa R.C., Dahmane Y. et al.* // IEEE Magn. Lett. 2010. V. 1. Art. No. 3000204.
12. *Юсипова Ю.А., Скайданов В.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; *Iusipova Yu.A., Skidanov V.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
13. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
14. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.
15. *Стрэттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. М.: ОГИЗ, 1948, 538 с.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 621 с.
17. *Амеличев В.В., Васильев Д.В., Костюк Д.В. и др.* // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 6. С. 461.
18. *Вдовичев С.Н., Грибков Б.А., Гусев С.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. № 5. С. 418; *Vdovichev S.N., Gribkov B.A., Gusev S.A. et al.* // JETP Lett. 2011. V. 94. No. 5. P. 386.
19. *Wang S., Fujiwara H., Sun M.* // JMMM. 2005. V. 295. P. 246.
20. *Polyakov O., Amelichev V., Zhukov D. et al.* // Sensors. 2021. V. 21. P. 2118.

Compensation of magnetostatic interaction between magnetic layers in a spin tunnel element

**D. V. Vasilev¹, *, O. P. Polyakov^{2, 3}, P. A. Polyakov³,
V. V. Amelichev¹, S. I. Kasatkin², D. V. Kostyuk¹**

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

² V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997, Russia

³ Scientific-manufacturing complex “Technological Centre”, Moscow, 124498, Russia

* e-mail: D.Vasilev@tcen.ru

A method is proposed to significantly reduce the influence of the magnetostatic magnetic field of a fixed magnetic field on the free layer of a spin tunnel element. The method is based on the use of a free layer, the size of which exceeds the fixed layer, due to which a significant reduction in the influence of the magnetostatic field is achieved.

УДК 537.624

О ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ СО СЛОЖНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ ПРИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ

© 2024 г. А. В. Матюнин^{1,*}, Г. М. Николадзе¹, П. А. Поляков¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»,
физический факультет, Москва, Россия

* E-mail: physphak@mail.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Обсуждаются результаты, полученные при экспериментальном и теоретическом анализе квазистационарного перемагничивания пленок ферритов-гранатов со сложной анизотропией. С помощью магнитооптической установки, основанной на эффекте Фарадея, выявлены условия, при которых возможно уменьшение области возникновения доменной структуры, а также установлено наличие разрушений состояния однородного намагничивания магнитной пленки в четырех узких областях, расположенных относительно друг друга под прямыми углами. Предложена теория, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S0367676524110072, EDN: FLQHAL

ВВЕДЕНИЕ

В основе физических принципов работы различных устройств спинtronики лежат механизмы перемагничивания однородно намагниченных тонких магнитных слоев. Например, в сенсорах магнитного поля на анизотропном магниторезистивном эффекте используются последовательно соединенные магнитные полоски нанометровой толщины [1–4]. В спин-вентильных и спин-тунNELьных устройствах используются многослойные магнитные структуры [5–8]. Для стабильной работы этих устройств важно добиться как можно более однородного перемагничивания магнитных слоев. В данной работе проводится экспериментальное исследование перемагничивания феррит-гранатовых пленок (с одноосной, двухосной и плоскостной анизотропией в их плоскости) магнитным полем, вектор напряженности которого вращается в плоскости пленки, при этом сохраняя постоянным свою величину. Выявлена доменная структура, возникающая при таком перемагничивании. Найдено, что путем варьирования перемагничивающего поля можно существенно сократить время переходного процесса. При проведении подобных экспериментов нашей научной группой использовалась современная магнитооптическая установка, значительно упрощающая визуализацию получающейся доменной структуры.

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

Общий вид магнитооптической установки представлен на рис. 1. На вставке на рис. 1 показана система катушек, создающих магнитные поля, необходимые для всестороннего проведения экспериментальных исследований. Для инициирования в исследуемой пленке процессов перемагничивания используются большие катушки 2 (ось X), создающие перемагничивающее поле (с напряженностью до 40 Э), с помощью которых возможно задавать ко-нечное положение вектора намагниченности; малые катушки 3, способные создавать поля до 16 Э (ось Z), используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности (так как вектор намагниченности выходит из плоскости пленки не более чем на 5°).

С помощью блока сопряжения 4 (управляемого при помощи программного обеспечения, установленного на ноутбуке 7) можно создавать необходимые для экспериментальных исследований конфигурации полей (с определенными значениями напряженности данных полей, которые могут быть изменены с шагом в 0.1 Э). Блок сопряжения подключается к источнику питания 5 (Mastech HY3003), который необходим для энергетического обеспечения необходимых конфигураций полей (возможно

дополнительно задействовать еще один подобный источник питания 6 для создания полей большей напряженности). Значения напряженности поля контролируются при помощи магнитометра 9 (LIS3MDL). Получаемые изображения доменной структуры регистрируются при помощи цифровой камеры 10 (Nikon D3400).



Рис. 1. Общий вид магнитооптической установки. 4 – блок коммутации, 5 – источник питания блока коммутации (Mastech HY3003), 6 – дополнительный источник питания блока коммутации (Mastech HY3003), 7 – ноутбук, 8 – мультиметр для контроля протекающих в цепях катушек токов (Mastech M9803R), 9 – магнитометр (LIS3MDL), 10 – цифровая камера для регистрации доменной структуры (Nikon D3400). На вставке: 1 – малые катушки, в основном используемые для насыщения исследуемой пленки, 2 – большие катушки, создающие перемагничающее поле, 3 – малые катушки, используемые для компенсации поля Земли, а также создающие необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ПРИ ПОМОЩИ СОВРЕМЕННОЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

На рис. 2а приведена доменная структура, полученная при перемагничивании (от одной из осей легкого намагничивания (ОЛН)) феррит-гранатовой пленки со следующими параметрами (характерными для подобных материалов [9]): состав $(\text{YLuBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$; эффективные поля: плоскостной анизотропии $H_{Kp} = 1100$ Э, двухосной анизотропии $H_{K2} = 36$ Э, одноосной анизотропии $H_{K1} = 4$ Э; намагниченность насыщения $M_s = 14$ Гс; поле технического насыщения $H_{sat} = 2$ Э; толщина пленки $h = 4$ мкм. Перемагничающее поле H_p изменялось от 4 до 32 Э.

Видно, что при определенных значениях перемагничающего поля (12 и 15 Э) доменная структура (которая отображается весьма отчетливо) представлена преимущественно клиновидными доменами. Данный факт подтверждает то важное обстоятельство, что перемагничивание исследуемой пленки вращающимся магнитным полем (с приведенной выше напряженностью) происходит,

в основном, посредством механизма прорастания клиновидных доменов вблизи направлений осей трудного намагничивания (ОТН). Из полученного магнитооптического изображения (рис. 2а) также следует, что клиновидные домены прорастают как от границы пленки, так и из внутренних ее областей (вставка на рис. 2а). Возможно, что причиной зарождения доменов вдали от границы являются дефекты в пленке, которые прослеживаются на приведенном изображении. Следует отметить, что в областях направлений ОЛН перемагничивание происходит, по-видимому, посредством однородного вращения вектора намагничивания. Описанное выше поведение исследуемой пленки следует связать, по всей видимости, с наличием в плоскости пленки двухосной анизотропии.

При увеличении перемагничающего поля H_p до 32 Э доменная структура полностью пропадает и наблюдается равномерный контраст по всей пло- щади исследуемой пленки (рис. 2б).

Также нами была исследована феррит-гранатовая пленка (с параметрами, аналогичными приведенным выше), имеющая лишь двухосную и плоскостную анизотропии. На рис. 3 представлены магнитооптические изображения доменных структур данной пленки при ее перемагничивании вращающимся магнитным полем. В первой строке на первом изображении (слева направо) представлена доменная структура в отсутствии внешнего магнитного поля. На втором изображении пленка находится в состоянии однородного намагничивания в результате воздействия однородного магнитного поля $H_p = 4.7$ Э в плоскости пленки с вектором напряженности \vec{H} , направленным под углом 45° относительно горизонтальной оси.

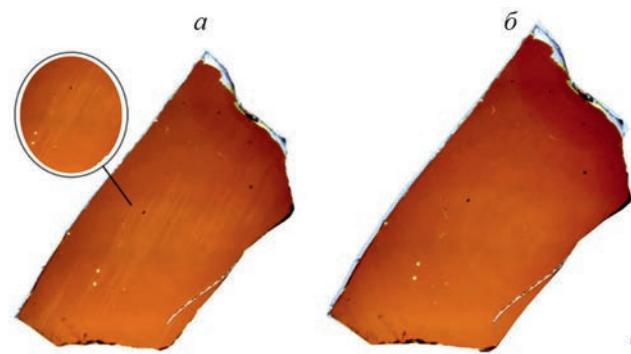


Рис. 2. Изображения доменной структуры при квазистационарном перемагничивании феррит-гранатовой пленки, имеющей как двухосную, так и одноосную анизотропию в ее плоскости. Изображения получены при следующих значениях перемагничающего поля H_p : 12 Э (а), 15 Э (б). Перемагничающее поле направлено вдоль одной из осей легкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороне кадра слева направо.

При повороте вектора \vec{H} на угол 47° состояние однородного намагничивания разрушается и возникают полосовые магнитные домены. При дальнейшем повороте вектора \vec{H} домены с энергетически выгодной ориентацией вектора намагниченности \vec{M} разрастаются и при угле 60° состояние однородного намагничивания восстанавливается. Следующие магнитные фазовые переходы – от состояния однородного намагничивания к состоянию с доменной структурой – происходят при повороте вектора \vec{H} приблизительно на 90° , 180° и 270° . На второй и третью строке на рис. 3 изображены состояния с доменной структурой при углах, равных соответственно, 57° , 147° , 234° , 326° . Из рисунков видно, что ориентации полосовых доменов в этих состояниях отличаются на 90° . Угловой сектор β ориентации вектора \vec{M} , при котором возникает доменная структура, уменьшается с увеличением напряженности магнитного

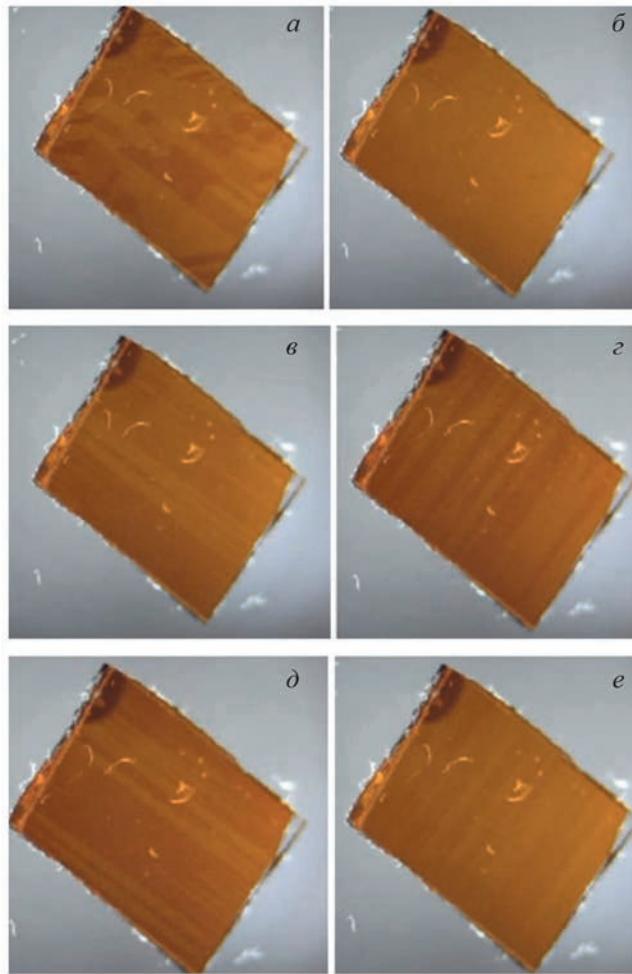


Рис. 3. Магнитооптические изображения магнитной структуры феррит-гранатовой пленки при различной ориентации вектора напряженности магнитного поля: доменная структура в отсутствии магнитного поля (a), угол поворота вектора \vec{H} равен 45° (b), 57° (c), 147° (d), 234° (e), 326° (e).

поля \vec{H} . В результате проведенных эксперименталь-

Таблица 1. Зависимость угла β от величины внешнего магнитного поля H_p

$\beta, ^\circ$	13	9	5	4	4	4	3	2
$H_p, \text{ Э}$	4.7	8.6	13.2	20.5	26.7	31.5	35.2	39.9

ных исследований данной пленки для первого диапазона состояний с доменной структурой была получена зависимость угла β от величины внешнего магнитного поля \vec{H} , отраженная в табл. 1.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В случае пленки с двухосной и одноосной анизотропией в ее плоскости выяснилось, что конечное положение вектора намагниченности \vec{M}_f хорошо аппроксимируются следующей формулой:

$$\vec{M}_f = \vec{H}_p \cdot \sin \frac{\phi}{2}, \quad (1)$$

где \vec{H}_p – перемагничивающее поле, ϕ угол между ОЛН и конечным положением вектора \vec{M} .

Мы полагаем, что это свидетельствует о переходе к полнодействующему механизму однородного вращения намагниченности во всем объеме пленки – как это было показано ранее в работе [10], в которой подробно изложены результаты экспериментальных исследований подобного материала при помощи индукционной методики (заключающейся в анализе получаемых при экспериментальных исследованиях осцилограмм сигналов 180° импульсного перемагничивания).

При интерпретации полученных при исследовании пленки с двухосной и плоскостной анизотропией экспериментальных результатов будем полагать, что разрушение состояния однородного намагничивания пленки при повороте вектора внешнего магнитного поля \vec{H} в плоскости пленки происходит при уменьшении проекции этого поля на ОЛН до значения поля коэрцитивности H_c . Величина же H_c определяется минимальным значением магнитного поля вдоль ОЛН, при котором начинает двигаться доменная граница. На основании этого можно записать следующее соотношение для условия разрушения однородного намагничивания пленки и возникновения доменной структуры:

$$|\vec{H}| \cdot |\sin \beta| = H_c, \quad (2)$$

где β – угол между вектором \vec{H} и направлением оси трудного намагничивания (которая, в свою

очередь, направлена под 45° относительно оси легкого намагничивания).

Значение H_c можно определить из экспериментальных значений, представленных в таблице 1. При нахождении значения H_c необходимо учесть, что в формуле (2) угол β берется в радианах. Перемножая значения первой и второй строк и выбирая среднее значение, найдем, что $H_c = 88$ Э-град. На рис. 4 представлен теоретический график зависимости угла β от величины внешнего магнитного поля H_p и экспериментальные значения с учетом погрешности измерений.

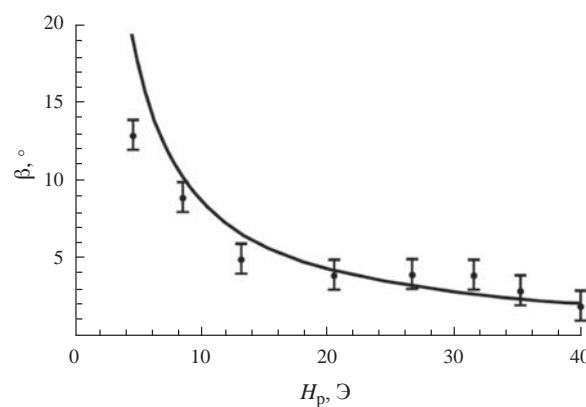


Рис. 4. Теоретический график зависимости угла β от величины внешнего магнитного поля H_p и экспериментально полученные значения с учетом погрешности измерений.

Следует особо отметить, что из приведенных результатов видно хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было отмечено во введении, во многих устройствах спинtronики используются однородно намагниченные пленочные магнитные элементы. При этом важным для нормальной работы этих устройств является то обстоятельство, чтобы под воздействием магнитного поля эти пленочные элементы перемагничивались однородно. В данной работе показано, что при визуализации получающейся доменной структуры можно наблюдать интересные особенности поведения исследуемых магнитных пленок: в частности, в случае пленки с двухосной и одноосной анизотропией при увеличении значения перемагничивающего поля H_p до 32 Э возможно значительное сокращение диапазона появления доменной структуры. В случае же пленки с одной лишь двухосной анизотропией однозначно установлено наличие разрушений состояния

однородного намагничивания магнитной пленки в четырех узких областях, расположенных относительно друг друга под прямыми углами.

Необходимо особо отметить тот факт, что полученные экспериментальные результаты хорошо совпадают с результатами, полученными нами ранее при использовании метода скоростного динамического перемагничивания [10]: в частности, при 180° перемагничивании рассматриваемой в работе феррит-гранатовой пленки – имеющей как двухосную, так и одноосную анизотропию – наблюдается четкий переход к полнодействующему механизму однородного вращения.

Установленные в данной работе результаты и закономерности, несомненно, помогут разработчикам устройств спинtronики избежать тех нежелательных режимов перемагничивания пленочных элементов, при которых разрушается состояние с однородной намагченностью, что, естественно, приведет к значительному увеличению быстродействие данных устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Demirci E. // J. Supercond. Nov. Magn. 2020. V. 33. P. 3835.
2. Шевцов В.С., Каминская Т.П., Поляков О.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 11. С. 1662; Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov O.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 11. P. 1719.
3. Sreevidya P.V., Khan Jakeer, Barshilia Harish C. et al. // JMMM. 2018. V. 448. P. 298.
4. Jun Zhao Chong, Li Min, Li Jian-Wei et al. // JMMM. 2014. V. 368. P. 328.
5. Шевцов В.С., Амеличев В.В., Васильев Д.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1247; Shevtsov V.S., Amelichev V.V., Vasilyev D.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1233.
6. Singh Sadhana, Kumar Pawan, Gupta Ajay et. al. // JMMM. 2020. V. 513. Art. No. 167186.
7. Поляков О.П., Касаткин С.И., Амеличев В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1554; Polyakov O.P., Kasatkin S.I., Amelichev V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1217.
8. Bhatti Sabpreet, Shbaa Rachid, Hirohata Atsufumi et al. // Today. 2017. V. 20. No. 9. P. 530.
9. Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1239; Matyunin A.V., Nikoladze G.M., Polyakov P.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1026.
10. Колотов О.С., Матюнин А.В., Поляков П.А. // ФТТ. 2017. Т. 59. № 10. С. 1892; Kolotov O.S., Matyunin A.V., Polyakov P.A. // Phys. Solid State. 2017. V. 59. No. 10. P. 1913.

On the domain structure of ferrite-garnet films with complex anisotropy under quasi-stationary magnetization reversal

A. V. Matyunin^{1,*}, G. M. Nikoladze¹, P. A. Polyakov¹

¹Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia
* e-mail: physphak@mail.ru

We presented the results obtained in the experimental and theoretical analysis of quasi-stationary magnetization reversal of ferrite-garnet films with complex anisotropy. Using a magneto-optical setup based on the Faraday effect, the conditions under which it is possible to reduce the area of occurrence of the domain structure are revealed, and the presence of destruction of the state of homogeneous magnetization of the magnetic film in four narrow regions located relative to each other at right angles is also established. A theory that is in good agreement with the experimental results is proposed.

УДК 537.31

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОТЕКАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В ДВУМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ МАГНИТНОГО СЕНСОРА

© 2024 г. В. С. Шевцов^{1,*}, П. А. Поляков¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»,
физический факультет, Москва, Россия

* E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Представлено решение нестандартной краевой задачи для уравнения Лапласа со смешанными граничными условиями Дирихле – Неймана в двумерном элементе с периодически чередующимися средами с различными проводимостями. Найдено распределение линий тока и эквипотенциалей для различных соотношений проводимостей сред в структуре barber-pole, используемой в анизотропных магниторезистивных датчиках магнитного поля.

DOI: 10.31857/S0367676524110084, EDN: FLOJUV

ВВЕДЕНИЕ

Наноразмерные металлические пленки с близким к однородному распределением намагниченности активно используются в различных элементах спинтранники [1]. К ним можно отнести многослойные структуры, электрическое сопротивление которых зависит от взаимной ориентации намагниченности в соседних ферромагнитных слоях [2, 3]. В случае анизотропного магниторезистивного (AMP) эффекта величина удельного сопротивления материала зависит от взаимной ориентации векторов плотности тока и намагниченности [4]. Ввиду этого факта в электротехнике, чтобы добиться линейной характеристики сенсоров, используются разнообразные особенности архитектуры проводников. Среди них можно выделить зигзагообразные схемы [5] и структуру barber-pole [6].

Для датчиков типа barber-pole решающее значение имеет оптимальное соотношение ширины низкорезистивных шунтов, расположенных поверх магниторезистивной полосы, и расстояния между ними. Высокопроводящие шунты не только уменьшают общее сопротивление, они также уменьшают активную часть поверхности, где изменения сопротивления влияют на сигнал датчика [7]. Ввиду того, что магниторезистивная полоса не может быть слишком широкой, чтобы образец не разбивался на домены [8, 9], ширина шунтов должны быть еще на порядок меньше для достижения более однородного протекания тока.

В известных статьях при теоретическом расчете характеристик датчиков со структурой barber-pole зачастую не учитываются особенности неоднородного протекания тока и считается, что ток течет под прямым углом к границе шунтов [10, 11]. Целью же данной работы является определение реального распределения плотности тока в таком элементе в зависимости от соотношения удельных сопротивлений материалов.

СТРУКТУРА BARBER-POLE

В настоящее время очень широко распространены датчики магнитного поля, основанные на анизотропном магниторезистивном (AMP) эффекте, выполненные в виде тонкой прямоугольной полоски магниторезистивного материала с одноосной анизотропией, причем ось легкой намагниченности (ОЛН) направлена вдоль длинной стороны полоски, т.е. вдоль оси x на рис. 1a. Поверх данного элемента, обозначенного цифрой 1 на рис. 1a, по краям нанесены электроды 2 под углом 45° к ОЛН из проводящего немагнитного материала, проводимость которого на порядок выше, чем у магниторезистивной пленки. Между электродами на равном расстоянии друг от друга на магниторезистивном элементе расположены полоски 3 (шунты) из того же материала, что и электроды 2, также под углом 45° к ОЛН. Такая структура носит название barber-pole.

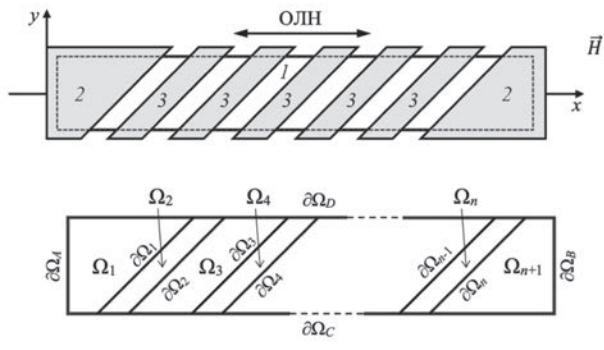


Рис. 1. Эскиз магниторезистивного датчика со структурой barber-pole (a); Иллюстрация разбиения элемента Ω на области $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_{n+1}$ с однородной проводимостью (b).

При приложении разности потенциалов между электродами 2 в элементе начинает течь ток, при этом распределение плотности тока \vec{j} и электрического потенциала ϕ зависит от геометрических параметров элемента и проводимостей материалов. Наличие магнитного поля \vec{H} вдоль оси y на рис. 1a приводит к изменению распределения намагниченности \vec{M} в магниторезистивной пленке [12, 13] и, как следствие, к изменению сопротивления ΔR по известной формуле:

$$\Delta R \propto \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где θ – это угол между векторами \vec{j} и \vec{M} .

В связи с этим расчет распределения плотности тока в таком элементе имеет большое значение, так как это необходимо для точного расчета выходных характеристик датчика barber-pole в зависимости от внешнего магнитного поля.

Следует отметить, что анизотропный магниторезистивный эффект предполагает различное удельное сопротивление магниторезистивного материала в зависимости от направления протекания тока относительно распределения намагниченности. Таким образом распределение тока зависит не только от геометрических параметров элементов схемы, но и от распределения намагниченности, которое в свою очередь также претерпевает изменение под действием внешнего магнитного поля. Связь напряженности электрического поля \vec{E} и плотности тока \vec{j} в векторном виде может быть задана следующим образом [4]:

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) (\vec{j} \cdot \vec{m}) \cdot \vec{m} + \rho_H [\vec{m} \times \vec{j}], \quad (2)$$

где \vec{m} – единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором намагниченности \vec{M} в среде; ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} – удельные сопротивления при протекании тока в направлениях, перпендикулярном вектору \vec{m} и параллельном ему соответственно; ρ_H – удельное холловское сопротивление.

Используя соотношение (2) можно получить обобщенное уравнение Лапласа [14] для потенциала ϕ электрического поля внутри магниторезистивного элемента при наличии в данном элементе неоднородного стационарного распределения плотности электрического тока:

$$\begin{aligned} & \left(1 - \beta m_x^2\right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - 2\beta m_x m_y \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} + \left(1 - \beta m_y^2\right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \\ & - \beta \left(2m_x \frac{\partial m_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial m_y}{\partial y} + m_y \frac{\partial m_x}{\partial y}\right) \frac{\partial \phi}{\partial x} - \\ & - \beta \left(2m_y \frac{\partial m_y}{\partial y} + m_y \frac{\partial m_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial m_y}{\partial x}\right) \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где параметр

$$\beta = \frac{\Delta \rho}{\rho_{\parallel}} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}. \quad (4)$$

Данный параметр β при $\rho_{\parallel} - \rho_{\perp} \ll \rho_{\parallel}$ близок к величине анизотропного магниторезистивного эффекта.

В общем случае обобщенное уравнение Лапласа является нелинейным, так как \vec{m} является функцией $\vec{m}(\phi, \vec{H}, x, y)$, где x и y – координаты точек в плоскости магниторезистивного элемента.

Ввиду малого влияния распределения потенциала ϕ на \vec{m} в случае малых токов, протекающих через образец, далее в работе будем считать, что \vec{m} зависит только от величины и ориентации внешнего магнитного поля, т.е. $\vec{m} = \vec{m}(\vec{H}, x, y)$. Кроме того, величина AMP-эффекта образцов, известных на данный момент, в редких случаях превышает 5% [15], поэтому обобщенное уравнение Лапласа дает лишь поправку в обыкновенное уравнение Лапласа. Действительно, при отсутствии AMP-эффекта параметр $\beta = 0$, а обобщенное уравнение Лапласа (3) принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0, \quad (5)$$

что соответствует уравнению Лапласа в рассматриваемом двумерном случае для тонкой магниторезистивной структуры barber-pole.

Однако при некоторых условиях указанная поправка может приводить к существенному вкладу в общее сопротивление элемента. Тем не менее в данном случае для расчета особенностей протекания тока в периодической среде особенности, связанные с анизотропией удельного сопротивления, не учитывались и использовалось обыкновенное уравнение Лапласа.

ЗАДАЧА О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТОКА В СТРУКТУРЕ BARBER-POLE

Ввиду малой толщины магниторезистивной полоски, электродов и шунтов по сравнению

с размерами элемента в плоскости Oxy на рис. 1a, будем считать распределение электрического потенциала двумерным. Разобьем весь элемент Ω на области $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_{n+1}$ с однородной проводимостью (рис. 1б).

Для нахождения распределения электрического потенциала в элементе необходимо для каждой такой области $\Omega_1, \dots, \Omega_{n+1}$ решить уравнение Лапласа $\Delta\phi = 0$ с граничными условиями Дирихле – Неймана. Они соответствуют постоянному потенциалу на левой $\partial\Omega_A$ и правой $\partial\Omega_B$ границах элемента, а также отсутствию тока через нижнюю $\partial\Omega_C$ и верхнюю $\partial\Omega_D$ границы. С учетом

$$\vec{E} = -\text{grad}\phi, \quad (6)$$

$$\vec{j} = \sigma\vec{E},$$

где \vec{E} – напряженность электрического поля и σ – удельная проводимость, граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \phi|_{(x,y) \in \partial\Omega_A} &= \Phi_A, \\ \phi|_{(x,y) \in \partial\Omega_B} &= \Phi_B, \\ \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}}\bigg|_{(x,y) \in \partial\Omega_C, \partial\Omega_D} &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где \vec{n} – внешняя единичная нормаль к границе области Ω .

На границах $\partial\Omega_1, \dots, \partial\Omega_n$ раздела сред будет выполняться равенство между нормальными составляющими векторов плотности электрического тока. Пусть σ_1 – удельная проводимость магниторезистивного материала, а σ_2 – удельная проводимость материала электродов и шунтов. Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_2 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_1} &= -\sigma_1 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_2} \bigg|_{(x,y) \in \partial\Omega_1, \partial\Omega_3, \dots}, \\ \sigma_1 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_2} &= -\sigma_2 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_3} \bigg|_{(x,y) \in \partial\Omega_2, \partial\Omega_4, \dots}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\vec{n}_1, \dots, \vec{n}_{n+1}$ – внешние единичные нормали к границам областей $\Omega_1, \dots, \Omega_{n+1}$. Таким образом, требуется решить уравнение Лапласа $\Delta\phi = 0$ с набором граничных условий (7 – 8).

УПРОЩЕННЫЙ СЛУЧАЙ ИДЕАЛЬНЫХ КОНТАКТОВ

При проектировании датчиков *barber-pole* материалы подбираются таким образом, чтобы удельная проводимость материала шунтов \mathcal{Z} была на порядок выше, чем у материала магниторезистивной полоски I . Тогда задачу можно упростить и рассматривать шунты как «идеальные» контакты, потенциал на всей поверхности которых постоянен. На рис. 2a изображена область магниторезистивного материала, заключенная между двумя низкорезистивными шунтами и эквивалентной областями Ω_2, Ω_4 и т.д. на рис. 1б.

Для нахождения распределения потенциала в области Ω на рис. 2a требуется решить уравнение Лапласа с граничными условиями, аналогичными (7).

$$\begin{cases} \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} = 0, \\ \phi|_{(x,y) \in \partial\Omega_1} = \Phi_1, \\ \phi|_{(x,y) \in \partial\Omega_2} = \Phi_2, \\ \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}}\bigg|_{(x,y) \in \partial\Omega_3, \partial\Omega_4} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

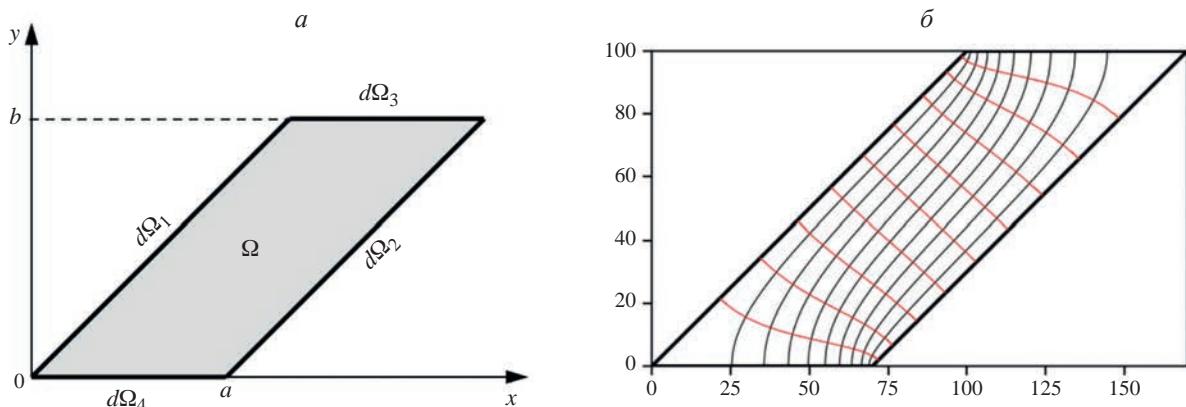


Рис. 2. Четырехугольный проводник в форме косоугольной пластины (a); Картина линий тока и эквипотенциалей для проводника в форме косоугольной пластины (б).

Для этого введем в области Ω равномерную сетку с шагом δh по координатам x и y . Данная задача была решена в [14] методом конечно-разностной аппроксимации, а полученное решение в виде эквипотенциалей и линий тока показано на рис. 2б.

Аналогичную задачу можно решить и аналитически, используя метод конформных преобразований [16]. Сравнивая результаты, представленные на рис. 2б, с аналитическим решением было отмечено хорошее сходство. Данное обстоятельство говорит о корректном выборе разностной аппроксимации для указанной задачи.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА

Как было сказано выше, шунты не являются идеальными, поэтому в общем случае распределение потенциала в элементе barber-pole будет зависеть от проводимости материала шунтов, а также от их размера. Выделим в элементе секцию, состоящую из расположенных рядом областей Ω_2 и Ω_3 (рис. 1б). Так как при производстве элементов barber-pole зачастую используют большое количество шунтов (от 10 и выше), можно пренебречь краевыми эффектами и считать, что распределение потенциала периодично. То есть плотность тока в соответствующих точках повторяющихся периодически секций будет одинакова. Данное условие позволяет сформулировать периодические граничные условия для потенциала на границах $\partial\Omega_1$ и $\partial\Omega_3$ на рис. 3.

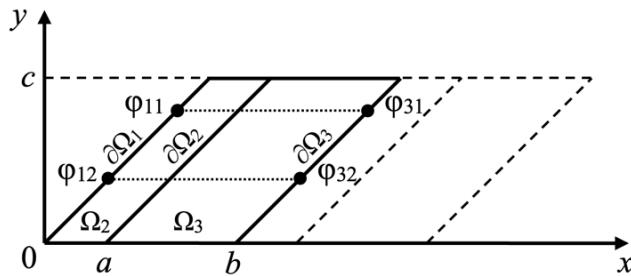


Рис. 3. Периодическая структура секций в элементе barber-pole.

Очевидно, что в таком случае разность потенциалов между любыми двумя точками в пределах одной секции будет такой же, как и разность потенциалов между теми же точками в любой другой секции. Например, для потенциалов ϕ_{11} и ϕ_{12} на границе $\partial\Omega_1$, а также для аналогичных по расположению потенциалов соседней секции ϕ_{31} и ϕ_{32} на границе $\partial\Omega_3$, можно записать (см. рис. 3):

$$\phi_{11} - \phi_{12} = \phi_{31} - \phi_{32}. \quad (10)$$

Это означает, что разность потенциалов между двумя эквивалентными точками в соседних секциях будет одинакова для любой точки, выбранной в пределах этих секций, т.е.

$$\phi_{11} - \phi_{31} = \phi_{12} - \phi_{32} = \phi_0. \quad (11)$$

Задача о нахождении распределения потенциала в такой секции, состоящей из областей Ω_2 и Ω_3 , с учетом периодических граничных условий для $\partial\Omega_1$ и $\partial\Omega_3$, условий на нижней $\partial\Omega_C$ и верхней $\partial\Omega_D$ границах и границе раздела $\partial\Omega_2$ будет иметь вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\phi = 0 \Big|_{(x,y) \in \Omega_2, \Omega_3} \\ \phi_1(x_1, y_0) \Big|_{(x,y) \in \partial\Omega_1} - \phi_3(x_3, y_0) \Big|_{(x,y) \in \Omega_3} = \phi_0, \\ \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}} \Big|_{(x,y) \in \partial\Omega_C, \partial\Omega_D} = 0, \\ \sigma_1 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_2} = -\sigma_2 \frac{\partial\phi}{\partial\vec{n}_3} \Big|_{(x,y) \in \partial\Omega_2}. \end{array} \right. \quad (12)$$

Решение задачи (12) было получено с помощью метода конечно-разностной аппроксимации аналогично тому, как это было описано в предыдущем разделе. Введем параметр $\alpha = \sigma_2 / \sigma_1$. Ниже на рис. 4 показаны решения в виде распределения эквипотенциалей (черные линии) и линий тока (красные линии) для параметров $a = 40$, $b = 110$ и $c = 100$ (рис. 3) при различных значениях α .

Сравнение решения на рис. 4 с решением для упрощенного случая (рис. 2б) можно сделать вывод, что картина существенно отличается и параметр α влияет на распределение тока. Отметим,

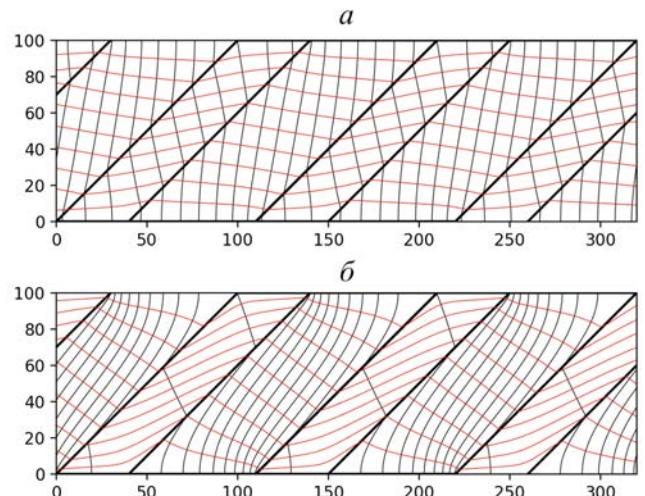


Рис. 4. Распределение линий тока (красные) и эквипотенциалей (черные) в элементе barber-pole при $\alpha = 2$ (а) и $\alpha = 20$ (б).

что при $\alpha \rightarrow \infty$ решения задач (9) и (12) становятся эквивалентными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты демонстрируют тот факт, что распределение тока в определенных конфигурациях элемента barber-pole нельзя считать однородным. Оно зависит не только от геометрических параметров элемента, но и от проводимостей материалов, из которых изготовлен магниторезистивный датчик.

Расчет полного сопротивления и выходных характеристик магниторезистивного элемента со структурой barber-pole таким образом определяется не только геометрическими параметрами, но и особенностями проводящих свойств материалов шунтов. Данная работа может быть важна для увеличения эффективного диапазона работы датчика и/или для эффективной его оценки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y. et al. // JMMM. 2020. V. 509. Art. No. 166711.
2. Ennen I., Kappe D., Rempel T. et al. // Sensors. 2016. V. 16. No. 6. Art. No. 904.
3. Юсипова Ю.А., Скиданов В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 359; Iusipova Iu.A., Skidanov V.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 310.
4. McGuire T., Potter R. // IEEE Trans. Magn. 1975. V. MAG-11. No. 4. P. 1018.
5. Manago T., Kanazawa K., Kera T. // JMMM. 2009. V. 321. P. 2327.
6. Wang C., Su W., Hu Z. et al. // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. No. 11. Art. No. 2301103.
7. Su W., Wang Z., Wen T. et al. // IEEE Electr. Dev. Lett. V. 40. No. 6. P. 969.
8. Шевцов В.С., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1564; Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1226.
9. Мехоношин Д.С., Памятных Л.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 310; Mekhonoshin D.S., Pamyatnykh L.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 267.
10. Wang Z., Wang X., Li M. et al. // Adv. Mater. 2016. V. 28. P. 9370.
11. Sreevidya P.V., Khan J., Barshilia H.C. et al. // JMMM. 2018. V. 448. P. 298.
12. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. 2019. № 5. С. 40; Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2019. V. 74. No 5. P. 459.
13. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 726; Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 599.
14. Shevtsov V.S., Polyakov P.A. // Int. J. Mod. Phys. B. 2022. V. 36. No. 25. Art. No. 250167.
15. Kokado S., Tsunoda M., Harigaya K., Sakuma A. // J. Phys. Soc. Japan. 2012. V. 81. Art. No. 024705.
16. Поляков П.А., Шевцов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1292; Polyakov P.A., Shevtsov V.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1070.

Study of the electric current flow characteristics in a two-dimensional periodic element of a magnetic sensor

V. S. Shevtsov^{1,*}, P. A. Polyakov¹

¹ Chair of General Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia
* e-mail: vs.shevtsov@physics.msu.ru

A solution to a non-standard boundary value problem for the Laplace's equation with mixed Dirichlet–Neumann boundary conditions in a two-dimensional element with periodically alternating media with different conductivities is presented. The distribution of current lines and equipotentials has been found for various ratios of media conductivities in the barber-pole structure used in anisotropic magnetoresistive magnetic field sensors.

УДК 621.36

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ИНДУКЦИОННО-РЕЗИСТИВНОМ НАГРЕВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2024 г. М. А. Федин¹, А. И. Василенко^{1,*}, В. В. Крылов¹, Д. А. Жгутов¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

* E-mail: VasilenkoAll@mpei.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучены параметры электромагнитного поля при нагреве ферромагнитных сталей в устройствах индукционно-резистивного нагрева. Получены методики расчета, и определены характеристики электромагнитного поля в многослойных системах. Произведена оценка влияния внутреннего медного слоя нагревателя, а также наличия воздушного зазора между слоями и тока индуктора на параметры электромагнитного поля.

DOI: 10.31857/S0367676524110095, EDN: FLNEAZ

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время индукционно-резистивный нагрев ферромагнитных материалов широко применяется в различных отраслях промышленности. Индукционный нагрев ферромагнитных материалов обладает рядом особенностей, к которым относятся относительно небольшие значения напряженности магнитного поля H – до 4 кА/м (нагрев в слабых электромагнитных полях) и удельной поверхностной мощности, заметный вклад перемагничивания (гистерезиса) в активную мощность, выделяющуюся в изделии при индукционном нагреве.

Конструкционное исполнение и принцип действия устройств индукционно-резистивного нагрева подробно рассмотрены в [1, 2].

Выбор конкретного конструктивного исполнения индукционно-резистивной системы нагрева (ИРСН) и используемых в ее конструкции материалов значительно влияет на характеристики электромагнитного поля (ЭМП) как в ферромагнитной трубе, так и в стержневом индукторе. Распределения таких параметров ЭМП, как вектор Пойтинга, напряженность магнитного и электрического полей, в ферромагнитной трубе и индукторе лежат в основе интегральных электрических и энергетических характеристик всей системы индукционно-резистивного нагрева. Именно по этой причине распределения параметров ЭМП должны учитываться еще на этапе проектирования исследуемых

устройств индукционно-резистивного нагрева ферромагнитных материалов.

Для реализации индукционного нагрева внешний проводник ИРСН (трубка) должен быть изготовлен из материала с высокой магнитной проницаемостью. На текущий момент для этой цели широко применяются ферромагнитные стали. Они обладают нелинейными электрофизическими свойствами: основной кривой намагничивания, образованной совокупностью вершин всех частных петель гистерезиса, из которой следует нелинейная зависимость относительной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля, а также нелинейной зависимостью удельных потерь на перемагничивание от напряженности магнитного поля. Стоит также отметить, что объемные потери на гистерезис и относительная магнитная проницаемость зависят еще и от температуры нагрева материала, и от частоты электромагнитного поля.

Авторами предполагается принципиальная возможность изготовления трубы (внешнего проводника ИРСН) многослойной, подразумевающей расположение трубок из различных материалов с постепенным увеличением их диаметра. Частный случай двуслойной ферромагнитной структуры рассматривается в [3]. В каждой отдельной трубке (слое внешнего проводника ИРСН) зависимость относительной магнитной проницаемости материала будет иметь свое максимальное значение, соответствующее тому диапазону напряженности магнитного поля, которое соответствует данному

слою. Таким образом, применение многослойной конструкции позволит максимально эффективно использовать индукционный нагрев в широком диапазоне изменения напряженности магнитного поля, при этом распределение параметров электромагнитного поля и плотности электрического тока будет иметь сложный характер.

Характерной особенностью ИРСН является одновременное действие поверхностного эффекта и эффекта близости. Поэтому представляется весьма эффективным в конструкции внешнего проводника ИРСН сочетать слои ферромагнитных материалов с высокой магнитной проницаемостью (ферромагнитные стали различных марок) с немагнитными материалами с высокой электропроводностью (сплавы на основе алюминия и меди, при этом последние предпочтительнее, так как сохраняют высокую электро- и теплопроводность при повышенной механической прочности и устойчивости к износу [4]).

В итоге концептуальная конструкция многослойного внешнего проводника ИРСН выглядит следующим образом: внутренний немагнитный слой (например, медный слой) и несколько ферромагнитных слоев из разных материалов (трубы из ферромагнитной стали разных марок с различными магнитными свойствами), либо только сочетание нескольких слоев из ферромагнитных материалов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На примере индукционно-резистивных нагревателей с многослойной, в частности биметаллической, конструкцией авторами данной статьи проводится исследование распределения параметров ЭМП с использованием разработанных численных моделей. Поскольку в конструкциях используются материалы с различными магнитными свойствами, то это сильно влияет на распределение параметров ЭМП.

В предложенной авторами модели используется электрическая схема замещения (рис. 1) для ферромагнитной трубы с внутренним диаметром d и толщиной δ , по которой протекает ток I частотой f . При этом стенка трубы моделируется как плоская, поскольку глубина проникновения электромагнитный

волны в материал трубы значительно меньше радиуса самой трубы. В качестве примера предполагается, что стенка трубы разделена по толщине на n слоев (в общем случае – на n слоев), причем ток в каждом слое протекает в центре.

Заданы удельное электрическое сопротивление материала трубы ρ , основная кривая намагничивания $B(H)$ (при допущении, что магнитная индукция B и напряженность магнитного поля H изменяются во времени по синусоидальному закону) и зависимость объемных потерь на гистерезис w_r от H и f [5, 6]. В модели принято, что относительная магнитная проницаемость μ по толщине стенки трубы постоянна во времени и считается равной значению, соответствующему действующему значению напряженности магнитного поля в данной точке.

Алгоритм расчета позволяет учитывать наличие нескольких слоев в структуре индукционно-резистивного нагревателя, при этом материалы этих слоев могут быть ферромагнитными или не обладать такими свойствами. Нередко в практике встречаются ситуации, когда внешний слой устройства изготовлен из конструкционной ферромагнитной стали, а внутренний – из меди, либо оба слоя выполнены из ферромагнитных материалов с различными свойствами. Для этих вариантов конструкций внутренний и внешний слои разделяют на элементарные слои, число которых равно n_1 и n_2 соответственно (рис. 1).

Каждому слою соответствуют собственное сопротивление R_i и индуктивность L_i , а также активное сопротивление R_{gi} , учитывающие выделение мощности за счет гистерезиса. Значения R_{gi} равны 0 для слоя немагнитного материала. Расчеты проводятся в соответствии с электрофизическими свойствами материала и геометрическими параметрами каждого слоя многослойного индукционно-резистивного нагревателя [6, 7].

Следует отметить, что задача расчета параметров ЭМП в стенке трубы решается итерационным методом.

Алгоритм численного расчета ЭМП в ферромагнитной трубе содержит два итерационных цикла: внутренний цикл учитывает зависимость относительной магнитной проницаемости μ от напряженности магнитного поля H (рис. 2а), внешний цикл

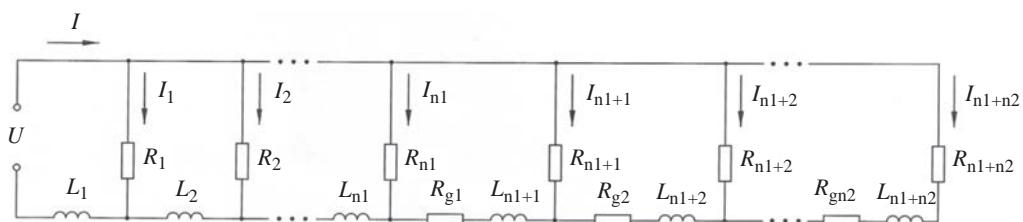


Рис. 1. Электрическая схема замещения ИРСН.

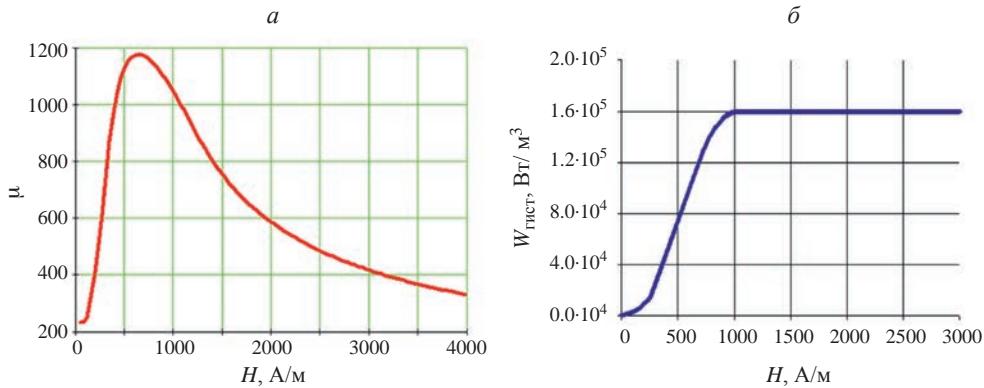


Рис. 2. Зависимость относительной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля для стали 10 (а); зависимость объемных потерь на гистерезис от напряженности магнитного поля для стали 10 (б).

учитывает зависимость удельных объемных потерь на гистерезис от напряженности магнитного поля (рис. 2б).

Для учета нелинейных свойств различных материалов, применяемых в конструкции ИРСН, авторами статьи были разработаны программные решения, защищенные патентами.

В рамках проводимого исследования данные программы использовались для изучения характеристик ЭМП в ИРСН с двухслойной трубой, состоящей из внутреннего медного слоя или слоя из стали одной марки, а также наружного слоя из стали другой марки, разделенных между собой воздушным зазором или без него.

При исследовании были приняты следующие исходные данные: частота тока $f = 50$ Гц, сечение индуктора (центрального проводника) 10 mm^2 , толщина воздушного зазора между индуктором и трубой 4.5 mm , толщина внутреннего медного слоя 0.5 mm , толщина наружного ферромагнитного (сталь 10) слоя 1 mm , наружный диаметр двухслойной трубы 15.6 mm [7, 8, 9].

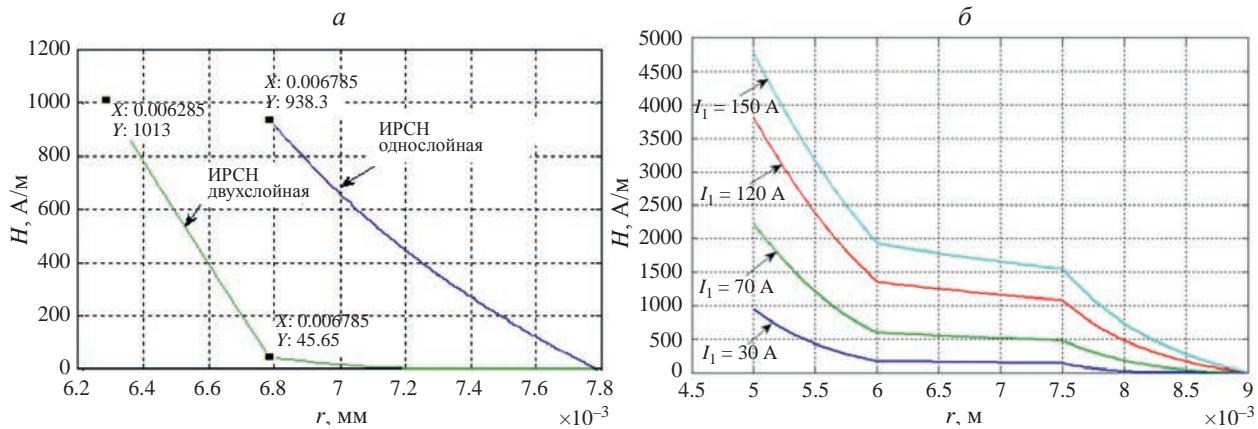


Рис. 3. Распределение напряженности магнитного поля в двухслойной и однослойной трубах ИРСН при токе индуктора 40 A (а); распределение напряженности магнитного поля в двухслойной ИРСН со стальными трубами с зазором в зависимости от тока индуктора (б).

медную трубу на стальную ферромагнитную, то распределение напряженности магнитного поля по слоям индукционно-резистивного нагревателя становится более нелинейным. На рис. 3б показано распределение напряженности магнитного поля по слоям двух труб, разделенных воздушным зазором, в зависимости от тока индуктора при следующих исходных данных: труба размером 12×1 (сталь 10) находится внутри трубы размером 18×1.5 (сталь 10), частота тока составляет 50 Гц, а сечение индуктора – 10 мм^2 .

При небольших токах (до 80 А) относительная магнитная проницаемость слоев внутренней трубы высокая ($\mu > 900$), а слоев внешней трубы – низкая ($\mu < 300$). При увеличении тока магнитная проницаемость слоев внутренней трубы снижается, а слоев внешней трубы возрастает. Было выявлено, что воздушным зазором между двумя ферромагнитными трубами приводит к уменьшению μ слоев внешней трубы примерно на 18–20%, что объясняется дополнительным уменьшением напряженности магнитного поля в зазоре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Путем изменения толщин слоев, материалов, обладающих различными зависимостями $\mu(H)$, и величины воздушного зазора можно получить устройство индукционно-резистивного нагрева с наименьшим линейным падением напряжения на поверхности внешней трубы, что особенно важно при использовании системы электрообогрева во взрывоопасных зонах. Это обусловлено тем, что можно добиться ситуации, в которой каждый слой будет находится в области изменения H , соответствующей максимальным значениям $\mu(H)$. В результате плотность электрического тока на поверхности внешней трубы будет наименьшей.

Дальнейшее исследование многослойной конструкции ИРСН могут касаться оптимального сочетания проводящих слоев из различных материалов, обладающих различной толщиной и электрофизическими свойствами. Так, имеет смысл сравнить эффективность применения хорошо электропроводящих материалов (мель, алюминий, серебро, их сплавов с другими легирующими элементами) и изучить технологически осуществимые методы интеграции такого слоя в конструкцию ИРСН, например посредством гальванического нанесения покрытия, использования вставных трубок с минимальным зазором или шунта, сосредоточенного, в виде пластины или провода.

Также в слоях, где используются ферромагнитные материалы для увеличения относительной магнитной проницаемости и, соответственно, эффективности индукционного нагрева, необходимо изучить температурные и частотные зависимости намагниченности (современные исследователи

освещают данные характеристики ферромагнетиков [10]) и других электрофизических свойств конструкционных ферромагнитных сталей и их влияние на характеристики ИРСН. Целесообразным представляется исследование возможности применения в верхнем слое специальных защитных материалов (например, нержавеющей стали, титана и их сплавов) для защиты от коррозии.

Как и в случае с электропроводящим слоем, необходимо изучить технологии изготовления многослойной конструкции из ферромагнитных сталей различных марок. Здесь возможно применение метода ламинирования, например прокатки или прессования слоев стали под высоким давлением и температурой. Либо применение метода лазерной или электронно-лучевой сварки для соединения слоев стали с минимальными изменениями их магнитных свойств. Возможно провести эксперименты с соединением слоев посредством высокотемпературной пайки. В свете развития сквозных технологий перспективным представляется исследование возможности использования аддитивных технологий (3D-печати) для создания сложных многослойных структур.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-29-00727, <https://rscf.ru/project/24-29-00727/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Федин М.А., Качалина Е.В., Молостова А.В. и др.* // Пром. энергетика. 2023. № 12. С. 2.
2. *Федин М.А., Качалина Е.В., Молостова А.В. и др.* // Пром. энергетика. 2024. № 2. С. 2.
3. *Абромовский И.Е., Власов В.С., Плешев Д.Е. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 721; *Abromovsky I.E., Vlasov V.S., Pleshov D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V 86. No. 5. P. 606.
4. *Саркаева Е.А., Александров И.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1553; *Sarkaeva E.A., Aleksandrov I.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1286.
5. *Кувалдин А.Б., Федин М.А.* Теория индукционного нагрева. Ч. 1. М.: Изд. МЭИ, 2018. 68 с.
6. *Зайцев С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 2. С. 213; *Zaitsev S.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 2. P. 178.
7. *Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В., Анненков А.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1546; *Locke E.G., Lugovskoy A.V., Gerus S.V., Annenkov A.Yu.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1209.
8. *Кувалдин А.Б., Федин М.А., Поляков О.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 161; *Kuvaldin A.B., Fedin M.A., Polyakov O.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 122.

9. Пятоков М.А., Поляков П.А., Русакова Н.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. № 5. С. 719; *Pyatokov M.A., Polyakov P.A., Rusakova N.E. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V 85. No. 5. P. 593.*
10. Ильин Н.В., Комогорцев В.С., Крайнова Г.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1234; *Ilyin N.V., Komogortsev V.S., Krainova G.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 9. P. 945.*

Study of electromagnetic field parameters during induction-resistive heating of ferromagnetic materials

М. А. Fedin¹, А. И. Vasilenko^{1,*}, В. В. Krylov¹, Д. А. Zhgutov¹

¹ *National Research University “Moscow Energy Institute”, Moscow, Russia*

* e-mail: *VasilenkoAll@mpei.ru*

We studied the parameters of the electromagnetic field when heating ferromagnetic steels in induction-resistive heating devices. Calculation methods were obtained and the characteristics of the electromagnetic field in multilayer systems were determined. An assessment was made of the influence of the internal copper layer of the heater, as well as the presence of an air gap between the layers and the inductor current on the parameters of the electromagnetic field.

УДК 537.62:621.31

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ И НЕСИММЕТРИЧНЫХ РЕЖИМОВ ИХ РАБОТЫ

© 2024 г. С. Ю. Останин¹, *, Н. И. Абдугалиев¹, И. А. Федоров¹,
Цуй Шумэй², Чжу Чунбо²

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

² Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

*E-mail: OstaninSY@mpei.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучены нелинейные физические процессы в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии торцевого исполнения и несимметричных режимов их работы, особенности их математического моделирования и расчетов. Проводятся исследования различных видов потерь мощности в преобразователях. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов на практике.

DOI: 10.31857/S0367676524110103, EDN: FLMUBW

ВВЕДЕНИЕ

Исследования и моделирование нелинейных электромагнитных и электромеханических процессов в электромеханических преобразователях энергии и несимметричных режимов их работы являются важными направлениями фундаментальных исследований, поскольку несимметричные режимы являются наиболее общим случаем работы преобразователей, в частности в составе электропривода, так как в любой электрической системе имеется тот или иной вид несимметрии [1–3]. Наиболее сильно нелинейность физических процессов и несимметричные режимы проявляются в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии (ГЭП) [1, 2], в том числе в преобразователях этого типа торцевого исполнения (ГЭПТ) [2].

Указанные преобразователи имеют широкие перспективы практического применения в новых областях, в частности, в электроприводах машин и агрегатов химической, текстильной, пищевой, медицинской, биотехнологической и смежных с ними отраслей [1–3]. Объективно эти перспективы связаны с тем, что для оптимальной работы машин и механизмов в указанных отраслях необходим режим электрического синхронного вала.

С позиций реализации этого режима ГЭП, в том числе ГЭПТ, превосходит другие электромеханические преобразователи энергии: индукционные

(асинхронные), магнитоэлектрические, синхронные реактивные [1, 2], но торцевое исполнение характеризуется трехмерным пространственным распределением магнитного поля и, наряду с преобразователями конусного исполнения, ГЭПТ наиболее сложны для исследования и проектирования.

Задача работы состояла в совершенствовании ГЭПТ с учетом несимметричных режимов для работы в электроприводах широкого класса механизмов и агрегатов на основе исследования физических процессов в ГЭПТ в следующих направлениях:

1. Исследование состава и минимизация потерь в ГЭПТ.
2. Анализ и выявление возможностей оптимизации ГЭПТ.
3. Анализ возможностей конструкционных изменений ГЭПТ на основе исследования нелинейных физических процессов в них.
4. Изменения конструкции технологического механизма.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ МАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ

ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ

При исследовании потерь мощности в ГЭПТ с целью их минимизации был проведен анализ структуры и составляющих потерь с учетом нелинейности магнитных процессов [4–7] и несимметрии режимов работы. В соответствии с принятой традиционной методологией определения потерь находились механические потери и электрические потери, а оставшиеся потери условно относились к магнитным потерям. Исследованиями было установлено, что потери мощности, условно классифицируемые как магнитные потери, содержат не только сами магнитные потери, но и еще три следующие составляющие:

1. Добавочные потери в роторе преобразователя от высших гармоник магнитного поля, создаваемого обмоткой статора преобразователя.

2. Дополнительные потери в роторе, обусловленные модуляцией величины рабочего воздушного зазора и перемещениями ротора в радиальном направлении относительно статора при вращении ротора в составе механизма.

3. Дополнительные потери, связанные с конструкцией механизма.

Для исследования дополнительных потерь мощности и решения проблем, обусловленных возникновением этих потерь, применялись математические и экспериментальные методы и средства [8–10]. При проведении исследований были разработаны и продуктивно использованы:

- методология определения потерь в магнитной цепи статора ГЭПТ, как при размещении статора в корпусе, так и расположении его вне корпуса;
- стенд для проведения экспериментальных исследований;
- методология определения электромагнитных потерь в корпусе, обусловленных магнитными полями рассеяния; с помощью методики проведены детальные исследования этой составляющей потерь.

При проведении исследований в НИУ «МЭИ» выполнялось математическое моделирование и расчетно-теоретические исследования, направленные на повышение показателей ГЭПТ, анализ и обобщение экспериментальных данных, полученных на предприятиях в реальных производственных условиях. Расчеты и эксперименты позволили исследовать:

- возможности повышения гистерезисного электромагнитного момента ГЭПТ, в частности, посредством параметрической оптимизации;
- наилучшие с позиций энергосбережения режимы, в том числе несимметричные режимы, работы ГЭПТ при управлении им в электроприводе;

- причины появления и значения всех типов дополнительных потерь.

В работе исследовались следующие основные параметры и показатели:

1. Величина воздушного зазора, δ .
 2. Высота активной части ротора, Δ .
 3. Наружный диаметр активной части ротора, $D_{\text{РН}}$.
 4. Внутренний диаметр активной части ротора, $D_{\text{РВ}}$.
 5. Напряжение электропитания преобразователя, U .
 6. Ток в фазе обмотки статора преобразователя, I_{Φ} .
 7. Магнитодвижущая сила, МДС.
 8. Гистерезисный электромагнитный момент, $M_{\text{ЭГ}}$.
 9. Момент сопротивления, создаваемый механизмом, M_{C} .
 10. Электрические потери, $\Delta P_{\text{ЭЛ}}$.
 11. Магнитные потери в ярме магнитной цепи статора, $\Delta P_{\text{Я}}$.
 12. Магнитные потери в зубцах магнитной цепи статора, ΔP_{Z} .
 13. Сумма магнитных потерь в статоре, $\Delta P_{\text{Я, Z}} = \Delta P_{\text{Я}} + \Delta P_{\text{Z}}$.
 14. Добавочные потери в роторе преобразователя, $\Delta P_{\text{ДОБ}}$.
 15. Сумма магнитных потерь, $\Delta P_{\text{МАГ}} = \Delta P_{\text{Я, Z}} + \Delta P_{\text{ДОБ}}$.
 16. Дополнительные потери, вызываемые механизмом, $\Delta P_{\text{ДОП}}$.
 17. Сумма добавочных и дополнительных потерь, $\Delta P_{\text{Д}}$.
 18. Механические потери, $\Delta P_{\text{МЕХ}}$.
 19. Коэффициент полезного действия, КПД.
- В НИУ «МЭИ» было проведено математическое моделирование и расчетно-теоретическое исследование ГЭПТ, результаты которых приведены в табл. 1, анализ и обобщение экспериментальных данных, полученных на предприятиях в реальных производственных условиях для базовых вариантов ГЭПТ. Эти варианты обладают следующими конструкционными особенностями: новые варианты обмотки статора при серийном магнитопроводе статора, активная часть ротора из стали 70С2ХА с $D_{\text{РВ}} = D_{\text{РВН}}$.
- С целью облегчения проведения анализа и обобщения результатов исследования во всех таблицах даны относительные значения. Эти значения получены как отношения реальных значений параметров и показателей к номинальным значениям (индекс «Н») этих параметров и показателей: $\delta_{\text{Н}}$, $\Delta_{\text{Н}}$, $D_{\text{РНН}}$, $D_{\text{РВН}}$, $U_{\text{Н}}$, $I_{\Phi\text{Н}}$, $M_{\text{ЭГН}}$, $M_{\text{CН}}$. Также во всех таблицах даны относительные значения составляющих потерь при использовании в качестве базовой величины активной потребляемой мощности преобразователя P_1 . Это электрические потери, магнитные

Таблица 1. Результаты расчета и испытаний базового варианта ГЭПТ при $U = 0.947 \cdot U_{\text{Н}}$ и частоте тока электропитания электродвигателя $f = f_{\text{Н}}$

Параметр, показатель	Единица измерения	Ротор номинальн. толщины $\Delta_{\text{РН}}$				Ротор толщиной $\Delta_{\text{Р}} = 0.875 \cdot \Delta_{\text{РН}}$							
		профилированный		плоский		плоский				с $D_{\text{РН}} = D_{\text{РНН}}$		с $D_{\text{РН}} = D_{\text{РНН}}$	
		с $D_{\text{РН}} = D_{\text{РНН}}$		с $D_{\text{РН}} = 0.956 \cdot D_{\text{РНН}}$		Расчет				Расчет		Опыт*	
		Расчет		Опыт		Расчет		$\delta = 0.968 \cdot \delta_{\text{Н}}$	$\delta = 1.080 \cdot \delta_{\text{Н}}$	$\delta = 1.108 \cdot \delta_{\text{Н}}$			
Режим	—	Пуск	Синх.	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Синх.
I_{Φ}	Отн. ед.	0.913	0.835	0.757	0.991	0.891	0.917	0.826	0.865	0.770	0.970	0.887	0.774
КПД	Отн. ед.	0.785	0.765	0.720	0.755	0.709	0.803	0.774	0.824	0.792	0.781	0.756	0.60**
Cosф	Отн. ед.	0.252	0.221	0.258	0.232	0.185	0.275	0.229	0.300	0.241	0.255	0.219	0.235
$M_{\text{ЭГ}}$	Отн. ед.	0.747	0.716	0.739	0.717	0.687	0.840	0.807	0.885	0.845	0.801	0.774	0.794
M_{C}	Отн. ед.	—	0.582	0.582	—	0.485	—	0.606	—	0.606	—	0.606	0.552
P_1	%	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
$\Delta P_{\text{МЕХ}}$	%	78.5	76.5	72.3	75.5	70.9	80.2	77.3	82.4	79.3	78.1	75.5	60.8**
$\Delta P_{\text{ЭЛ}}$	%	17.0	17.8	20.9	20.1	22.6	15.7	17.0	13.5	14.9	17.9	19.0	12.5**
$\Delta P_{\text{МАГ}}$	%	4.5	5.7	6.8	4.4	6.5	4.1	5.7	4.1	5.8	4.0	5.5	26.7**
$\Delta P_{\text{Z,Я}}$	%	4.5	5.7	—	4.4	6.5	4.1	5.7	4.1	5.8	4.0	5.5	—
$\Delta P_{\text{ДОВ}}$	%	<0.05	<0.05	—	<0.05	<0.05	<0.05	<0.05	<0.05	<0.05	<0.05	<0.05	—

потери в ярме, зубцах, их сумма, добавочные потери, суммарные магнитные потери в преобразователе, дополнительные потери, сумма добавочных и дополнительных потерь, механические потери.

Знаком «*» в табл. 1 обозначены средние значения экспериментальных данных для опытной партии ГЭПТ (20 единиц), изготовленной по результатам математического моделирования и проектных расчетов электродвигателя. Знаком «**» в табл. 1 отмечено то обстоятельство, что отличия по КПД и относительным уровням разных типов потерь по

отношению к потребляемой мощности объясняется более строгим расчетом магнитных потерь в статоре: если применять традиционные методики, в которых остаточные потери $\Delta P = P_1 - \Delta P_{\text{МЕХ}} - \Delta P_{\text{ЭЛ}}$ относятся к магнитным потерям, то расчетные значения КПД и уровней составляющих потерь отличаются от экспериментальных значений на 3–5%, но это скрывает реальное распределение потерь в ГЭПТ.

Проведено оптимальное проектирование нового типа ГЭПТ, по результатам которого был изготовлен и испытан в ведущей организации макет

Таблица 2. Результаты расчета и испытаний спроектированного нового типа ГЭПТ

Параметр, показатель	U	I_{Φ}	КПД	Cosф	M_{mc}	M_{c}	P_1	$\Delta P_{\text{ЭЛ}}$	$\Delta P_{\text{маг}}$	$\Delta P_{\text{мех}}$
Единица измерения	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	%	%	%	%
Режим	Синхронный режим без перевозбуждения									
Расчет	1.000	0.939	0.595	0.271	0.877	0.661	100	14.4	26.1	59.5
Эксперимент	1.003	0.926	0.602	0.274	0.867	0.677	100	14.0	25.8	60.2
Режим	Синхронный режим с перевозбуждением									
Расчет	0.741	0.580	0.762	0.452	0.837	0.661	100	6.9	16.9	76.2
Эксперимент	0.741	0.543	0.784	0.486	0.852	0.677	100	6.3	15.3	78.4

Таблица 3. Показатели нового типа ГЭПТ при разных размерах воздушного зазора при $f = f_H$

Параметр, показатель	Единица измерения	Значения в относительных единицах (отн. ед.) и %					
		$\delta = 0.980 \cdot \delta_H$		$\delta = 0.840 \cdot \delta_H$		$\delta = 1.116 \cdot \delta_H$	
Режим	—	Синхрон.	Перевозб.	Синхрон.	Перевозб.	Синхрон.	Перевозб.
U	Отн. ед.	0.947	1.079/0.737	0.947	1.079/0.737	0.947	1.079/0.737
I_Φ	Отн. ед.	1.130	0.674	1.039	0.578	1.209	0.761
M_{MC}	Отн. ед.	0.828	1.023	0.861	1.065	0.799	0.982
M_C	Отн. ед.	0.664	0.664	0.664	0.664	0.664	0.664
КПД	Отн. ед.	0.591	0.762	0.602	0.774	0.580	0.751
Cosф	Отн. ед.	0.241	0.401	0.256	0.460	0.229	0.362
P_1	%	100	100	100	100	100	100
$\Delta P_{MEХ}$	%	59.0	76.2	60.2	77.4	57.9	75.1
$\Delta P_{ЭЛ}$	%	13.8	6.4	11.9	4.8	15.5	7.9
$\Delta P_{МАГ:}$	%	27.2	17.4	27.9	17.8	26.6	17.0
$\Delta P_{Z,я}$	%	7.2	6.5	7.4	6.7	6.9	6.2
ΔP_Z	%	1.1	1.0	1.1	1.0	1.0	0.9
$\Delta P_я$	%	6.1	5.5	6.3	5.7	5.9	5.3
$\Delta P_{доп}$	%	20.0	10.9	20.5	11.1	19.7	10.8

ГЭПТ с магнитопроводом статора из стали 3431; новой обмоткой; ротором из стали 70С2ХА с D_{PVH} , $\Delta_p = 1.25 \cdot \Delta_{PH}$. Результаты его расчетов и испытаний даны в табл. 2, показатели при различных размерах воздушного зазора – в табл. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования показали, что в новом спроектированном и исследованном базовом варианте ГЭПТ электрические потери в режиме без управления 13.8%, в режиме с управлением – 6.4%. Было установлено, что электрические потери можно уменьшить путем снижения активного сопротивления обмотки статора. В базовом варианте ГЭПТ повышение диаметра обмоточного провода на 12.5% уменьшает это сопротивление на 21% и повышает объем проводов в пазах и лобовых частях на 21.7%.

Для выполнения обмотки статора проводом с большим диаметром важны конструкторско-технологические решения: снижение высоты клиновой зоны и увеличение ширины паза. Повышение толщины внутренней лобовой части обмотки статора, вылета ее наружной лобовой части и степени обжатия лобовых частей обеспечивает оптимальное выполнение лобовых частей.

Электрические потери могут быть также уменьшены путем снижения тока в обмотке статора. Математическое моделирование и расчеты ГЭПТ показали, что основная составляющая МДС – МДС

рабочего зазора, в связи с чем для уменьшения этого тока надо, в первую очередь, уменьшить МДС рабочего зазора. Ток в обмотке статора можно дополнительно снизить путем снижения пульсаций индукции магнитного поля в рабочем зазоре посредством размещения в клиновой зоне пазов статора магнитных клиньев.

В новом спроектированном и исследованном базовом варианте ГЭПТ магнитные потери составляют в режиме без управления 41.0%, в режиме с управлением – 23.8% от активной потребляемой мощности. Дополнительные потери образуют в нем основную часть магнитных потерь: в режиме без управления 20.0%, в режиме с управлением – 10.9%. В зубцах и ярме статора базового варианта ГЭПТ магнитные потери в режиме без управления 7.2%, в режиме с управлением 6.5%, а их основная доля – потери в ярме.

Таким образом, по каждому из направлений исследования ГЭПТ с учетом нелинейности физических процессов в них и несимметричных режимов работы (исследование состава и минимизация потерь в ГЭПТ, анализ и выявление возможностей оптимизации ГЭПТ, исследование возможностей конструкционных изменений ГЭПТ, изменения конструкции технологического механизма) разработаны научно-технические предложения. Предложения по первому и второму направлениям уже реализуются в базовых организациях. Предложения по третьему и четвертому направлениям взаимо-

связаны с электродвигателем и механизмом и требуют существенной модернизации системы электропитания, электропривода и технологического механизма, поэтому их осуществление планируется в ходе дальнейших исследований.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 24-29-00763.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный привод. М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
2. Тарасов В.Н., Останин С.Ю. // В кн.: Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.) С. 127.
3. Руковицын И.Г., Сарычев А.П. // Компрессор. техн. и пневматика. 2008. № 1. С. 12.
4. Ковалевская Т.А., Данейко О.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1002; Kovalevskaya T.A., *Daneyko O.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 776.*
5. Хрипливец И.А., Глезер А.М., Сундееев Р.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1008; *Khriplivets I.A., Glezer A.M., Pogozhev Y.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 782.*
6. Филиппова В.П., Блинова Е.Н., Жуков О.П. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1053; *Filippova V.P., Blinova E.N., Zhukov O.P. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 7. P. 818.*
7. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1538; *Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1201.*
8. Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1568; *Piatakov M.A., Akimov M.L., Polyakov P.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1230.*
9. Алексина Ю.А., Перов Н.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 2. С. 170; *Alekhina Y.A., Perov N.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 2. P. 120.*
10. Пашиева И.М., Бондарев А.В., Батаронов И.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 682; *Pashueva I.M., Bataronov I.L., Bondarev A.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 569.*

Investigation of nonlinear processes in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design and of no symmetric modes of their operation

S. Y. Ostanin¹, *, N. I. Abdugaliyev¹, I. A. Fyodorov¹, Cui Shumei², Zhu Chunbo²

¹ National Research University «MPEI», Moscow, 111250, Russia

² Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001, China

* e-mail: OstaninSY@mpei.ru

We studied the issues of nonlinear physical processes in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design and of no symmetric modes of their operation, the features of their mathematical modelling and calculations. Various types of power losses in converters are being investigated. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in practice.

УДК 537.62:621.31

ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ НЕЛИНЕЙНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ

© 2024 г. С. Ю. Останин¹, *, Н. И. Абдугалиев¹, А. С. Лискин¹, И. М. Миляев², Цуй Щумэй³, Чжу Чунбо³

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт металлургии и материаловедения имени А.А. Байкова», Москва, Россия

³ Харбинский политехнический университет, Харбин, Китай

* E-mail: OstaninSY@mpei.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Исследованы вопросы применения новых материалов для магнитных цепей статора и ротора гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения с целью повышения энергетических показателей преобразователей. Изучены магнитные и гистерезисные свойства новых материалов статора и ротора. Определены электромагнитные потери и их влияние на показатели преобразователей.

DOI: 10.31857/S0367676524110111, EDN: FKXYEG

ВВЕДЕНИЕ

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии торцевого исполнения (ГЭПТ) в двигательном режиме [1] успешно используются и имеют большие перспективы расширения областей применения в электроприводах технологических и производственных агрегатов, машин и линий в химической, текстильной, пищевой, биотехнологической и взаимосвязанных с ними отраслях промышленности [1–4]. Электропривод указанных отраслей промышленности, как правило, многовигильный, состоящий из набора структур, в каждой из которых один, мощный электронный преобразователь частоты и (или) напряжения промышленной электрической сети обеспечивает электропитание большого количества одинаковых электродвигателей, каждый из которых приводит во вращение один рабочий механизм, реализуя режим электрического синхронного вала.

Совершенствование ГЭПТ, в том числе в плане повышения их коэффициента полезного действия (КПД), актуальная научная задача. В указанных структурах электропривода, содержащих большое количество электродвигателей, даже незначительное, на проценты и доли процентов, повышение

КПД обеспечивает значительное уменьшение потребляемой электрической энергии и за счет этого существенный экономический эффект.

Важным направлением совершенствования ГЭПТ является создание и применение новых материалов и сплавов для магнитопроводов статоров и дисков роторов [1–4]. В рамках исследований решались следующие задачи:

- анализ преимуществ, получаемых при замене традиционного материала магнитной цепи статора – стали 3431 аморфным материалом;
- увеличение гистерезисного вращающего момента путем модернизации обмотки статора в комплексе с применением новых материалов;
- анализ преимуществ, получаемых за счет применения для диска ротора ГЭПТ новых материалов, имеющих повышенные характеристики;
- выбор рабочего режима ГЭПТ, обеспечивающего наиболее высокие энергетические показатели и лучшее управление в составе электропривода;
- исследование состава и уровня электромагнитных потерь в ГЭПТ.

Для исследования применялись математическое моделирование физических процессов в ГЭПТ

и в их основных конструкционных элементах и расчетный анализ, проводимые в НИУ «МЭИ», в том числе для несимметричных режимов работы. Также в базовой организации выполнялось физическое моделирование при работе ГЭПТ во взаимодействии с технологическим механизмом в условиях конкретного производства.

Качество материалов и сплавов для диска ротора ГЭПТ определяется совокупностью их магнитных и гистерезисных характеристик [4–7]. К магнитным характеристикам относится, в первую очередь, зависимость уровней максимальной индукции семейства симметричных основных циклов перемагничивания диска ротора B_m от уровней максимальной напряженности семейства указанных циклов H_m : $B_m(H_m)$. Гистерезисные характеристики определяются совокупностью нелинейных зависимостей:

$$b_r(B_m) = B_r(B_m)/B_m; \quad (1)$$

$$h_C(B_m) = H_C(B_m)/H_m; \quad (2)$$

$$k_B(B_m) = S_{\text{шт}}/(4 \cdot B_m \cdot H_m) \approx b_r(B_m) \times h_C(B_m). \quad (3)$$

Здесь b_r – относительные, B_r – абсолютные значения остаточной индукции симметричных основных циклов перемагничивания диска ротора; h_C – относительные, H_C – абсолютные значения коэрцитивной силы указанных циклов перемагничивания; k_B – значения коэффициента выпуклости, $S_{\text{шт}}$ – значения площади этих основных циклов перемагничивания.

Методы и средства для улучшения магнитных и гистерезисных свойств и характеристик магнитных материалов активно совершенствуются [7–11]. Диски роторов серийно выпускаемых классов ГЭПТ выполняются из стали 70С2ХА, имеющей химический состав в соответствии с ГОСТ 14959-79 в сортаменте холоднокатаная лента по ГОСТ 2283-79. Этот материал обладает высокой прочностью, приемлемыми уровнями и пологим характером зависимостей гистерезисных характеристик b_r , h_C , k_B от B_m .

в требуемом диапазоне изменения (0.50...1.10) $B_{m\mu}$, хорошо согласующимся с неравномерным распределением B_m и H_m по радиусу диска ротора ГЭПТ. Магнитные и гистерезисные свойства этого материала при его максимальной магнитной проницаемости μ_m (индекс « μ ») приведены в табл. 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ С НОВЫМИ МАТЕРИАЛАМИ МАГНИТОПРОВОДА СТАТОРА И ДИСКА РОТОРА

Основные параметры и показатели ГЭПТ в двигательном режиме и используемые в исследовании и докладе их обозначения.

1. Текущий уровень линейного напряжения электропитания, U .
2. Повышенное напряжение на обмотке статора при управлении, U_1 .
3. Пониженное напряжение на обмотке статора при управлении, U_2 .
4. Усредненное интегральное значение индукции магнитного поля в зубцах магнитопровода статора преобразователя, B_Z .
5. Усредненное интегральное значение индукции магнитного поля в ярме магнитопровода статора преобразователя, B_y .
6. Магнитные потери в зубцах магнитной цепи статора, $\Delta P_{\text{маг.}Z}$.
7. Магнитные потери в ярме магнитной цепи статора, $\Delta P_{\text{маг.}y}$.
8. Сумма магнитных потерь в ярме и зубцах магнитной цепи статора:

$$\Delta P_{\text{маг.}y,Z} = \Delta P_{\text{маг.}y} + \Delta P_{\text{маг.}Z} B_Z. \quad (4)$$

В НИУ «МЭИ» с применением математического моделирования и комплексных расчетов нелинейных электромагнитных и электромеханических

Таблица 1. Магнитные и гистерезисные свойства серийно используемого материала – стали 70С2ХА – при его максимальной магнитной проницаемости

№	Параметр, характеризующий свойства	Единица измерения	Значение
1	Индукция $B_{m\mu}$	Тл	1.050
2	Относительная коэрцитивная сила $h_{C\mu}$, не менее	Отн. ед.	0.818
3	Относительная остаточная индукция $b_{r\mu}$	Отн. ед.	0.855
4	Коэффициент выпуклости $k_{B\mu}$	Отн. ед.	0.700
5	Сортамент поставки материала	–	холоднокатаная лента – С по ГОСТ 2283-79

процессов проведено оптимальное проектирование и исследование ГЭПТ, в том числе в несимметричных режимах, его качество подтверждено физическим моделированием с натурным макетированием в базовой организации.

Для оптимального проведения анализа и обобщения результатов исследования все численные данные в докладе и во всех таблицах представлены в виде отношений фактических значений напряжения U и частоты f к их номинальным значениям U_H и f_H ; в виде отношений фактических значений индукции магнитного поля к B_m ; в виде отношения магнитных потерь $\Delta P_{MAG} = \Delta P_{MAG,Z} + \Delta P_{Dob}$, в зубцах и ярме $\Delta P_{MAG,Z, я} = \Delta P_{MAG,Z} + \Delta P_{MAG, я}$ к активной потребляемой мощности ГЭПТ P_1 . Результаты расчетного и экспериментального исследования

ГЭПТ с учетом нелинейных физических процессов и несимметричных режимов даны в табл. 2.

Физическое моделирование с натурным макетированием в базовой организации показали, что значения магнитных потерь, полученные расчетным и экспериментальным путем, при замене магнитопровода статора из стали 3431 на магнитопровод из аморфного материала практически совпали. Такая замена обеспечивает увеличение КПД ГЭПТ на 2–3%, что является важным способом увеличения КПД систем многодвигательного электропривода и соответствует перспективным тенденциям современного электромашиностроения с учетом уменьшения стоимости аморфных материалов и преодоления проблем их технологической обработки [4–7]. Установлено, что возможно дальнейшее

Таблица 2. Расчетные данные для вариантов ГЭПТ с диском ротора номинальной толщины Δ_{PH} с номинальным наружным диаметром D_{PH}

Пара- метр	Единица измерения	Базовый вариант ГЭПТ		Новый вариант ГЭПТ № 1		Новый вариант ГЭПТ № 2	
		Ст. 3431	ГМ-14ДС	Ст. 3431	ГМ-14ДС	Ст. 3431	ГМ-14ДС
U	Отн. ед.			$U = U_H$ (синхронный режим без управления), $f = 0.912f_H$			
B_Z	Отн. ед.	0.076	0.103	–	–	0.084	0.114
$B_{я}$	Отн. ед.	0.161	0.235	–	–	0.178	0.260
$\Delta P_{MAG,Z}$	Отн. ед.	0.006857	0.000686	–	–	0.008571	0.000829
$\Delta P_{MAG,я}$	Отн. ед.	0.046286	0.004743	–	–	0.057143	0.005629
$\Delta P_{MAG,я,Z}$	Отн. ед.	0.053143	0.005429	–	–	0.065714	0.006457
U_1/U_2	Отн. ед.			$1.000/0.737$ (синхронный режим с управлением), $f = 0.912f_H$			
B_Z	Отн. ед.	0.061	0.083	–	–	0.067	0.098
$B_{я}$	Отн. ед.	0.128	0.187	–	–	0.141	0.206
$\Delta P_{MAG,Z}$	Отн. ед.	0.004571	0.000486	–	–	0.005429	0.000629
$\Delta P_{MAG,я}$	Отн. ед.	0.029429	0.003229	–	–	0.035714	0.003800
$\Delta P_{MAG,я,Z}$	Отн. ед.	0.034000	0.005429	–	–	0.041143	0.004429
U	Отн. ед.			$U = U_H$ (синхронный режим без управления), $f = f_H$			
B_Z	Отн. ед.	0.069	0.093	0.080	0.108	0.076	0.098
$B_{я}$	Отн. ед.	0.145	0.212	0.169	0.247	0.160	0.234
$\Delta P_{MAG,Z}$	Отн. ед.	0.006286	0.000657	0.008571	0.000857	0.007714	0.000771
$\Delta P_{MAG,я}$	Отн. ед.	0.042857	0.004514	0.058286	0.005857	0.052286	0.005343
$\Delta P_{MAG,я,Z}$	Отн. ед.	0.049143	0.005171	0.066857	0.006714	0.060000	0.006114
U_1/U_2	Отн. ед.			$1.000/0.737$ (синхронный режим с управлением), $f = f_H$			
B_Z	Отн. ед.	0.055	0.074	0.064	0.087	0.061	0.083
$B_{я}$	Отн. ед.	0.155	0.168	0.135	0.197	0.128	0.187
$\Delta P_{MAG,Z}$	Отн. ед.	0.004000	0.000457	0.005429	0.000571	0.005143	0.000543
$\Delta P_{MAG,я}$	Отн. ед.	0.027143	0.003057	0.037143	0.004000	0.033429	0.003657
$\Delta P_{MAG,я,Z}$	Отн. ед.	0.031143	0.003514	0.042571	0.004571	0.038571	0.004200

повышение КПД ГЭПТ на основе уменьшения дополнительных потерь.

Были выполнены оптимизационные расчеты спроектированных новых вариантов ГЭПТ с анализом увеличения КПД за счет изменения магнитной твердости $H_{\text{мн}}$ материала ротора при обеспечении гистерезисных характеристик (b_r, h_C, k_B) на уровне не ниже чем у материала 70С2ХА. Расчетные исследования установили, что наилучшее значение $H_{\text{мн}}$ на 44% больше, чем значение при $B_{\text{мн}} = 1.05$ Тл. В совокупности с оптимизацией обмотки статора и величины рабочего зазора это обеспечивает улучшение показателей ГЭПТ с диском ротора, выполняемым из новых материалов, по сравнению с вариантом ГЭПТ с диском ротора из традиционных материалов:

1. Повышение КПД в режиме без управления ГЭПТ на 1.6 (3.7)%, в режиме с управлением ГЭПТ в составе электропривода – на 4.3 (4.9)%, повышение мощности опрокидывания $W_{\text{опр}}$ в этих режимах – на 5.6 (2.4) и на 26.0 (21.8)% для диска ротора из нового материала. Здесь и далее численные значения без скобок для варианта ГЭПТ с традиционными параметрами паза, активных и лобовых частей обмотки статора, а значения в скобках – для варианта с новыми параметрами паза, активных и лобовых частей обмотки.

2. Путем уменьшения потокосцепления на 2.7% можно еще уменьшить дополнительные потери на 6–9% и соответственно повысить КПД.

3. Посредством увеличения $H_{\text{мн}}$ на 18.5% возможно обеспечить добавочное повышение мощности опрокидывания $W_{\text{опр}}$: в режиме без управления ГЭПТ – на 8.3 (8.8)%, в режиме с управлением ГЭПТ – на 14.1 (13.0)%, но с увеличением КПД только на 0.8 (3.1) и 3.3 (3.6)%.

Проведенные исследования и математическое моделирование физических процессов в ГЭПТ позволили сформировать требования к материалу дисков роторов, обеспечивающему наилучшие показатели ГЭПТ. Физико-механические свойства, требуемые для материала дисков роторов:

1. Предел прочности на разрыв, не менее, 1800 (2100) МПа.
2. Предел текучести, не менее, 1600 (1800) МПа.
3. Относительное удлинение, не менее, 5%.
4. Твердость по методу Бринелля, МПа, уточнение.
5. Коэффициент линейного расширения, $\approx 1.2 \cdot 10^{-6}$.
6. Электрическое сопротивление, Ом, максимально высокое.

Магнитные и гистерезисные свойства, требуемые для материала дисков роторов, обеспечивающего наилучшие показатели ГЭПТ, даны в табл. 3.

Таблица 3. Магнитные и гистерезисные свойства, требуемые для материала дисков роторов

№	Параметр, характеризующий свойства	Единица измерения	Значение
1	Индукция насыщения B_S , не менее	Тл	1.4
2	Индукция $B_{\text{мн}}$	Тл	0.95...1.10
3	Относительная коэрцитивная сила $h_{C\mu}$, не менее	Отн. ед.	0.82
4	Относительная остаточная индукция $b_{\text{рн}}$	Отн. ед.	0.86...0.90
5	Коэффициент выпуклости $k_{B\mu}$	Отн. ед.	0.70...0.80
6	Характер зависимостей h_C, b_r, k_B от индукции $B_{\text{мн}}$	–	как у стали 70С2ХА
7	Чувствительность зависимостей h_C, b_r, k_B от индукции $B_{\text{мн}}$ к механической обработке резанием	–	не чувствительны
8	Чувствительность зависимостей h_C, b_r, k_B от индукции $B_{\text{мн}}$ к механической обработке шлифованием	–	не чувствительны
9	Коэффициент магнитострикции	Отн. ед.	отрицательный, значение уточняется в процессе разработки материала
10	Необходимое время сохранения свойств, не менее	Год	10
11	Температура, при которой должны сохраняться свойства, t	°С	$-40 - +130$
12	Сортамент поставки материала	–	холоднокатаная лента – С по ГОСТ 2283-79

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования показали, что выполнение магнитопровода статора из аморфного материала важный способ увеличения КПД ГЭПТ с учетом несимметричных режимов, наряду со снижением дополнительных потерь.

Исследования материала диска ротора показали следующее:

1. Материал ЧС-35 применять неэффективно, так как его магнитные и гистерезисные характеристики не соответствуют перспективным требованиям. Характеристики отечественных сверхпрочных материалов на базе мартенситно-стареющих сталей соответствуют требованиям частично.

2. Возможно повышение магнитных и гистерезисных свойств и характеристик новых материалов и сплавов дисков роторов ГЭПТ.

3. Выполнение дисков роторов ГЭПТ из новых материалов позволяет повысить их механическую прочность и гистерезисные характеристики.

Таким образом, математическое моделирование и расчеты обеспечили определение с высокой точностью магнитных и гистерезисных характеристик материала диска ротора ГЭПТ, обеспечивающего наиболее высокие энергетические показатели и лучшее управление ГЭПТ с учетом несимметричных режимов в электроприводе и формирование совокупности требований к оптимальному материалу. Расчетным путем с высокой точностью проведено исследование состава и уровня электромагнитных потерь в ГЭПТ.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 24-29-00763.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иарасов В.Н., Останин С.Ю. // В кн.: Доклады IX Междунар. выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С. 127.
2. Мартынов И.А., Прошков А.Ф., Яскин А.П. и др. Машины и агрегаты текстильной и легкой промышленности. Т. IV. М.: Машиностроение, 1997.
3. Шнайдер А.Г., Пчелин И.К. Динамика мотор-подшипников. М.: Наука, 2007. 276 с.
4. Мильяев И.М., Юсупов В.С., Стельмашок С.И., Мильяев А.И. // Приборы. 2016. № 7. С. 346.
5. Ильин Н.В., Комогорцев В.С., Крайнова Г.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1234; *Il'lin N.V., Krainova G.S., Ivanov V.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 9. P. 945.
6. Чулкина А.А., Ульянов А.Л., Ульянов А.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 9. С. 1325; *Chulkina A.A., Ulyanov A.L., Ulyanov A.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 9. P. 1131.
7. Шевцов В.С., Кулезнев Н.Е., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 201; *Shevtsov V.S., Kuleznev N.E., Polyakov P.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 160.
8. Поляков О.П., Акимов М.Л., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 207; *Polyakov O.P., Akimov M.L., Polyakov P.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 166.
9. Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1559; *Nikoladze G.M., Matyunin A.V., Polyakov P.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1222.
10. Семенов В.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 706; *Semenov V.S.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 592.
11. Абрамовский И.Е., Власов В.С., Плешев Д.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 721; *Abramovski I.E., Vlasov V.S., Pleshev D.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 606.

**Application of new materials for nonlinear magnetic systems
of in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design for
improve energy indicators**

S. Y. Ostanin¹, * , N. I. Abdugaliyev¹, A. S. Liskin¹, I. M. Milyaev², Cui Shumei³, Zhu Chunbo³

¹*National Research University «MPEI», Moscow, 111250, Russia*

²*Institute of Metallurgy and Material Science of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia*

³*Harbin Institute of Technology, Harbin, 150001, China*

* e-mail: *OstaninSY@mpei.ru*

We studied the application of new materials for the magnetic circuits of the stator and rotor of hysteretic electromechanical energy converters of the end face design to increase the energy performances of the converters. Magnetic and hysteresis properties of new stator and rotor materials are investigated. Electromagnetic losses and their effect on the indicators of converters are being investigated.

УДК 538.945

МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ, ДИНАМИКИ И ЭВОЛЮЦИИ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В ДВОЙНИКОВЫХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

© 2024 г. X. Р. Ростами*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники
имени В.А. Котельникова Российской академии наук», Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

* E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Показано, что в двойниковых $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ сначала образуются вихревые «молекулы» больших размеров, запиннигованные в точках пересечения периодически расположенных границ двойникования. Малоподвижные молекулы одинаковой формы состоят из внутридвойниковых стыковых вихрей и междвойниковых стыковых антивихрей, между которыми «зажаты» абрикосовские и джозефсоновские вихри, захваченные на берегах границ двойникования и в границах двойникования соответственно. Увеличение поля приводит к усилению его взаимодействия с остаточными полями размагничивания двойников и к распаду многокомпонентных вихревых молекул на двухкомпонентные молекулы меньших размеров.

DOI: 10.31857/S0367676524110125, EDN: FKTDXO

ВВЕДЕНИЕ

Исследованию вихревых структур в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) посвящено большое число работ, так как детальное изучение свойств вихрей, их динамики и пиннинга является одним из способов получить более глубокое понимание микроскопических механизмов, ведущих к сверхпроводимости [1–10]. Достаточно подробно изучены, например, поля рассеяния вихрей в зависимости от вихревой структуры и пиннинга [4], особенности взаимодействия вихрей с искусственно созданным наномасштабным периодическим ландшафтом пиннинга [5], а также вихревые состояния со структурой вихря, отличной от абрикосовской вихревой нити и фазовые переходы между вихревыми состояниями [6–8]. Теоретически исследованы эффекты, связанные с соизмеримостью и несоизмеримостью периода вихревой решетки и постоянной кристаллической решетки ВТСП [9]. Рассматривались вопросы о возникновении на центрах пересечения границ двойникования (ГД) различных стыковых вихревых структур [10]. Тем не менее до сих пор не изучалось влияние внешних (H_D) и внутренних (H_{Dtr}) полей размагничивания (H_{Dtr}) на механизмы образования, динамики,

эволюции и пиннинга вихревой решетки в двойниковых $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) ВТСП. На эту проблему не было обращено внимание, так как традиционные методики не дают возможности селективно выделить и проанализировать процессы на границе раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) [11, 12]. Между тем «перемещением» ГРВМО по объему образца можно одновременно исследовать магнитную и кристаллическую микроструктуру образца, подробно проанализировать взаимодействие этих микроструктур, обнаружить вихревые молекулы, установить их структуру и параметры решетки вихревых молекул в зависимости от периода трансляционной инвариантности ГД в ВТСП. Как показано в [11, 12] внешние и внутренние поля размагничивания являются одной из основных фундаментальных причин низкой плотности критического тока двойниковых YBCO ВТСП. Так как наличие слабых связей и низкая плотность критического тока J_c являются фундаментальными свойствами ВТСП материалов, мы проводили анализ полученных в [11, 12] результатов для выяснения роли полей H_D и H_{Dtr} в формировании вихревой структуры двойниковых сверхпроводников. Поле H_D вызывается макроскопическими поверхностными экранирующими

критическими токами образца (J_s), поле H_{Dtr} создается экранирующими мейснеровскими критическими токами двойников (j_{cg}), внутридвойниковыми критическими токами пиннинга (j_{cp}) и эффективными токами двойников (j_{ceff}). Двойники – это монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты, соединенные между собой слабыми джозефсоновскими связями. Согласно проведенным в [11, 12] исследованиям, двойниковые YBCO ВТСП с ростом поля скачкообразно распадаются на группы двойников со все меньшими и меньшими размерами с близкими по значению размагничивающими факторами (n), одинаково увеличивающимися H_D , H_{Dtr} , j_{cp} , j_{ceff} , j_{cg} и энергией междвойниковых связей. Это приводит к перетрансформации ГРВМО, которая, как показано в [11, 12], в свою очередь представляет собой эффективный размагничивающий фактор образца (n_{eff}) и определяет термодинамическое магнитное поле $H_i = H_o/(1 - n_{eff})$. Следовательно, в процессе проникновения поля в образец и двойники происходит изменение влияния полей H_D и H_{Dtr} на n и особенности формирования вихревой структуры в двойниковых сверхпроводниках. Таким образом, при построении обобщенной аналитической модели критического состояния образца, позволяющей адекватно описать пространственные распределения профиля потока и плотности тока в образце, а также для более глубокого изучения физических процессов, происходящих в образце, двойниках и джозефсоновской среде в целом необходимо учитывать определяющую роль H_D и H_{Dtr} в формировании, преобразовании, динамике и эволюции вихревой структуры в ВТСП образце.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ И ОБРАЗЦЫ. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Вышеуказанные исследования проводились с помощью ранее предложенной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения для изучения особенностей взаимодействия кристаллической и магнитной микроструктур сверхпроводников. Методика, разработанная на принципиально новой физической основе, позволяет повлиять на образец осциллирующим затухающим локальным магнитным полем (ОЗЛМП) со ступенчато регулируемой амплитудой и частотой. Путем локального приближения к пространственной области магнитного отклика и дифференциального способа регистрации сигнала создается возможность экспериментально выделить ГРВМО и исследовать распределение внутренних локальных полей размагничивания в YBCO ВТСП вблизи и на ГД. В основе разработанной прецизионной осцилляционной дифференциальной методики локального приближения [10–12] лежит регистрация вызванных захваченным магнитным потоком (ЗМП) величин H_D и H_{Dtr} , которые возникают

только от фронта ОЗЛМП. Для этого параллельно создающему внешнее поле соленоиду с индуктивностью $L \approx 4.22$ Гн и активным сопротивлением обмотки $R \approx 92.6$ Ом при температуре 77 К подключалась емкость ($C \approx 2.5 \times 10^{-8}$ Ф). После подачи на образованный LC-контур ступени постоянного напряжения в соленоиде возникала ОЗЛМП $H(t) = H_o \exp(-\beta t) \cos \Omega t$. В этом выражении $\beta = R/(2L) \approx 22$ с⁻¹ – коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2} \approx 352$ Гц – собственная частота колебательного контура, $\omega^2 = 1/(LC)$. Так как амплитуда колебания $H_o \exp(-\beta t)$ от значений H_o до $-H_o$ экспоненциально затухала до нуля, то захват потока от переменного поля не происходил, и фиксировался захват только от поля H_o . Максимальная амплитуда ОЗЛМП достигала $\approx 8 \times 10^{-2}$ Тл и менялась ступенчато с шагом $\Delta H_o \approx 4.66 \times 10^{-4}$ Тл.

Исследование $H_D(H_o)$ с помощью предложенной методики проводилось в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) следующим образом:

1. Режим ZFC – образец охлаждался до температуры жидкого азота в нулевом магнитном поле, затем подавалась ступенька внешнего магнитного поля и через 300 с на поверхности в центре образца измерялось H_D . Далее образец нагревался до температуры выше T_c , и эксперимент повторялся для другой ступеньки ΔH_o .

2. Режим ZFCMFA отличался от режима ZFC тем, что после первоначального захвата без изменения величины H_D и без нагревания образца подавалось поле ΔH_o следующей ступени и через 300 с измерялось суммарное H_D и т.д.

В режиме ZFC обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом, находящимся в мейснеровском состоянии, тем самым исследуются макроскопические свойства образца. Так как в режиме ZFCMFA магнитный поток от предыдущей ступени уже заморожен в образце, то в данном режиме производится поэтапное подавление токов слабых связей полями рассеяния предварительно захваченных в образце вихрей и по возможности обеспечивается взаимодействие внешнего поля с раздельными двойниками [10–12]. Таким образом, в отличие от режима ZFC, режим ZFCMFA кроме макроскопических свойств ВТСП позволяет также изучить физические процессы внутри образца. Для упрощения процедуры анализа полученных результатов величину ступеней монотонно шаг за шагом увеличивали на равную величину через одинаковые интервалы времени. С помощью процедуры вычитания из измеренной в режиме ZFC H_{D1} величины H_{D2} , измеренной в режиме ZFCMFA, исключалось влияние на результаты измерений поверхностного барьера, краевого и объемного пиннингов образца и двойников. Кроме этого, проведенная таким образом процедура дифференцирования магнитополевой

зависимости $[(H_{D1} - H_{D2}) / \Delta H_o](H_o)$ позволяет обнаружить скачкообразное изменение производной $\Delta H_{Dtr} / \Delta H_o$ в области полей, когда ГРВМО пересекает ГД. Это существенно сужает ширину δ -подобного распределения и с более высокой точностью выделяет составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и его двойников. В целях плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым после каждого цикла измерений высота ступенек поля ΔH_o постепенно уменьшали до минимальной, при этом образец нагревали до температуры выше T_c и снова охлаждали до температуры $T = 77.4$ К. Такой подход позволял поэтапно передвигать фронт магнитного поля вглубь образца, двойников и обратно. В свою очередь это давало возможность следить за движением ГРВМО. Так как по условию эксперимента влияние заднего фронта ОЗЛМП исключалось, то зондирование объема образца с помощью фронта переменного затухающего магнитного поля позволяло раздельно исследовать магнитное состояние областей с одинаковыми критическими параметрами, производить «локальный» захват потока и изменять топологию ЗМП с помощью фронта поля, и с ростом внешнего поля ГРВМО постепенно локализовать его вокруг двойников с наиболее высокими критическими параметрами (H_{ci} , J_{ci} , T_{ci}).

Исследования зависимости $H_D(H_o)$ проводились при температуре жидкого азота (77.4 К) с помощью преобразователей Холла (ПХ) с размерами рабочей области $(0.1 \times 0.05) \times 10^{-6}$ м² и коэффициентами преобразования ≈ 0.12 В \times Тл⁻³. Для измерения $H_D(H_o)$ один из преобразователей ПХ₁ устанавливался в центре геометрической оси на поверхности образца, а второй ПХ₂ – в невозмущенном поле вдали от образца. Оба ПХ имели близкие технические параметры, находились в одной плоскости и были включены в противофазе. Коэффициенты преобразования ПХ выравнивались за счет независимой регулировки тока через ПХ₂. Установка позволяла регистрировать сигнал ПХ с точностью не хуже 2.5×10^{-7} Тл и перемещать ПХ от центра вдоль оси z и к периферии образца [10–12]. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов. Компонента поля Земли H_z компенсировалась катушкой, коаксиальной задающему внешнее магнитное поле соленоиду.

ОБРАЗЦЫ

Для сравнительного анализа исследования проводились на YBCO образцах с разными толщинами, микроструктурами и с разной высотой краевого барьера, объемным пиннингом, размагничиванием и величиной J_c . Образцы в форме диска диаметром $\approx 8 \times 10^{-3}$ м, изготовленные из массивных текстурированных (ось с перпендикулярна плоскости образца) квазимонокристаллических и поликристаллических YBCO, имели толщину $\approx (0.7–4.2) \times$

$\times 10^{-3}$ м. Из температурной зависимости индуктивности $I(T)$ для квазимонокристаллического и поликристаллического YBCO образцов были получены $T_c \approx 92$ К и $DT_c \approx 1$ К.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 схематически изображено распределение полей H_o , H_D и H_{eff} вокруг образца, токов J_{cji} и J_{cgi} . В середине образца в монодомене продемонстрирована ламельная структура, состоящая из двойников меньших размеров, напоминающих паркет. Путем первоначального ЗМП в виде полей размагничивания от плотности ЗМП B_{tr} в образце искусственно создается магнитный барьер для входа вихрей от следующей ступени поля. Чтобы в дальнейшем произвести ЗМП от следующей ступени поля, необходимо сначала компенсировать поля размагничивания от B_{tr} и снять заранее созданный магнитный барьер, а затем увеличивать магнитное давление на $J_{cg} \approx j_{cp} + j_{ceff}$ двойников до тех пор, пока не произойдет распад образца на очередные более мелкие группы двойников с близкими n . Исходя из вышесказанного и рис. 1, для полномерной реализации модели Бина [13] в образце и в пределах отдельных двойников необходимо существенно корректировать параметры модели в зависимости от формы и размеров двойников. Этого можно достичь путем проведения процедуры кусочно-дискретной аппроксимации, исходя из параметров двойников. Следовательно, если и возможно описать критическое состояние образца и его двойников в рамках модели Бина, то вместо

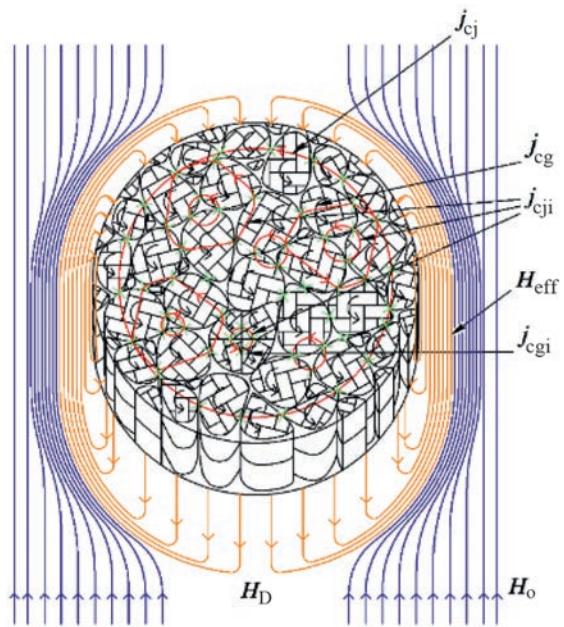


Рис. 1. Схематическое изображение распределения полей H_o , H_D и H_{eff} вокруг образца, токов J_{cji} и J_{cgi} .

единой модели Бина для всего образца необходимо его представить в виде суммы:

$$\sum_{i=1}^N J_{ci}(H_o) = \sum_{i=1}^N J_{cgi}(H_{ic1g}) = \sum_{i=1}^N C_i = \text{const}, \quad (1)$$

которая состоит из дискретных составляющих для отдельных групп двойников с близкими размагничивающими факторами. Постоянные C_i имеют определенные значения для каждой группы двойников. То есть, единую модель Бина для целого образца необходимо разложить в ряд по критическим полям, токам и по n двойникам.

На рис. 2 a для образца YBCO приведена магнитополевая зависимость $H_i(H_o)$, рассчитанная по формуле $H_i = H_o/(1 - n_{\text{eff}})$ [11, 12]. На рис. 2 b в полулогарифмическом масштабе для YBCO образца приведена зависимость $J_s(H_i)$, определенная из [14]:

$$J_s = 10 \times H_c / 4\pi\lambda, \quad (2)$$

здесь λ глубина проникновения магнитного поля в образец.

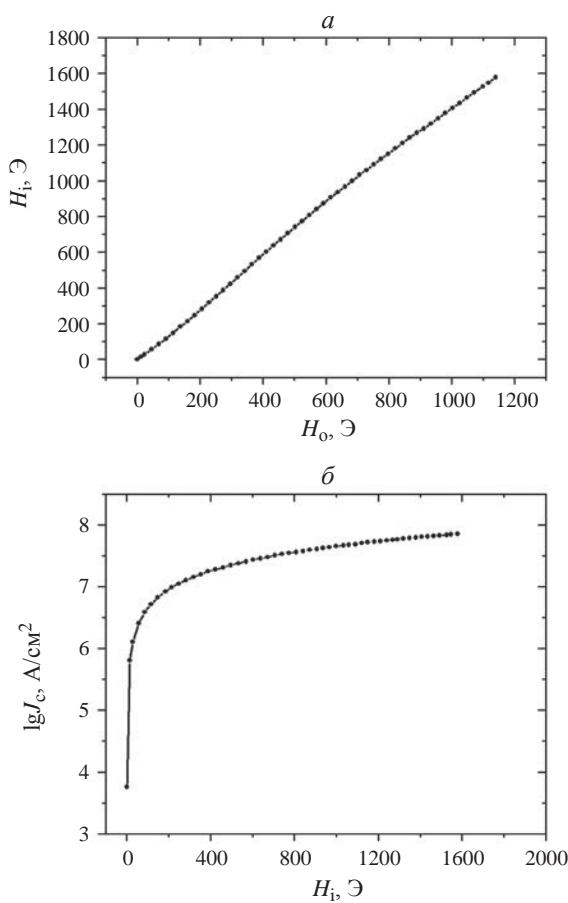


Рис. 2. Для образца YBCO приведены: магнитополевая зависимость $H_i(H_o)$ (а); зависимость $J_s(H_i)$ в полулогарифмическом масштабе (б).

На рис. 3 приведена модель, демонстрирующая процесс распада монодомена квадратной формы (для удобства) на четыре кристаллита, каждый из которых в свою очередь распадается на четыре суб- и нанокристаллита. Согласно такой картине, внутри двойников в точках пересечения периодически расположенных ГД образуются внутридвойниковые стыковые вихри (ВДСВ), а между ними абрикосовские вихри. Вокруг этих вихрей циркулируют токи пиннинга J_{cp} . В междвойниковом пространстве в точках пересечения ГД также образуются междвойниковые стыковые антивихри (МДСАВ) и джозефсоновские вихри, через которые замыкаются поля рассеяния ВДСВ и абрикосовских вихрей. С «делением» образца поперечные

$$\frac{H_{ic1}}{H_{ic1}} \text{ размеры ВДСВ и МДСАВ } a = \lambda = de^k \frac{\hbar}{2e} J_c d^3 \text{ скач-}$$

кообразно уменьшаются с уменьшением размеров двойников. Здесь Φ_o – квант магнитного потока, e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка, $d = \sqrt{\frac{\Phi_o}{H_{ic1}}}$ – размер двойников, $k = \frac{S_{HP}}{d^2}$ – число двойников, охватываемое рабочей поверхностью ПХ, H_{ic1} – термодинамическое первое критическое магнитное поле двойников.

На рис. 4 a для определения размера МДСАВ представлена зависимость $a(H_i)$. Приведенные на рис. 4 a результаты показали, что с ростом поля размеры МДСАВ, оставаясь близкими размеру двойников, уменьшаются от значения $\approx 1.22 \times 10^{-6}$ м при поле $\approx 10^{-3}$ Тл до значения $\approx 1.15 \times 10^{-7}$ м при поле $\approx 1.2 \times 10^{-1}$ Тл. При этом размер МДСАВ сравнивается с размером абрикосовского вихря при поле $H_o \approx 7 \times 10^{-2}$ Тл. Так как плотность критического тока растет с уменьшением размеров двойников, пространственные размеры ВДСВ меньше, чем размеры МДСАВ. ВДСВ и МДСАВ меняют свои размеры и становятся меньше абрикосовских вихрей, при этом не меняя свою форму [10]. Отсюда следует, что с уменьшением пространственного размера МДСАВ (возле ГД) скачкообразно должна уменьшаться величина λ . Таким образом, с ростом поля в образце сначала возникают сложные вихревые образования в виде периодически расположенных больших вихревых молекул одинаковых форм и размеров. Структурно такие многокомпонентные вихревые молекулы состоят из малоподвижных ВДСВ и МДСАВ, зажимающих между собой образованные в берегах ГД абрикосовские вихри и джозефсоновские вихри, захваченные на ГД. Дальнейший рост поля приводит к усилению влияния полей H_D и H_{Dtr} на $J_s = J_{cg}$, приводящего к распаду двойников больших размеров на более мелкие двойники. В результате этого уменьшаются размеры ВДСВ и МДСАВ и постепенно вытесняются из

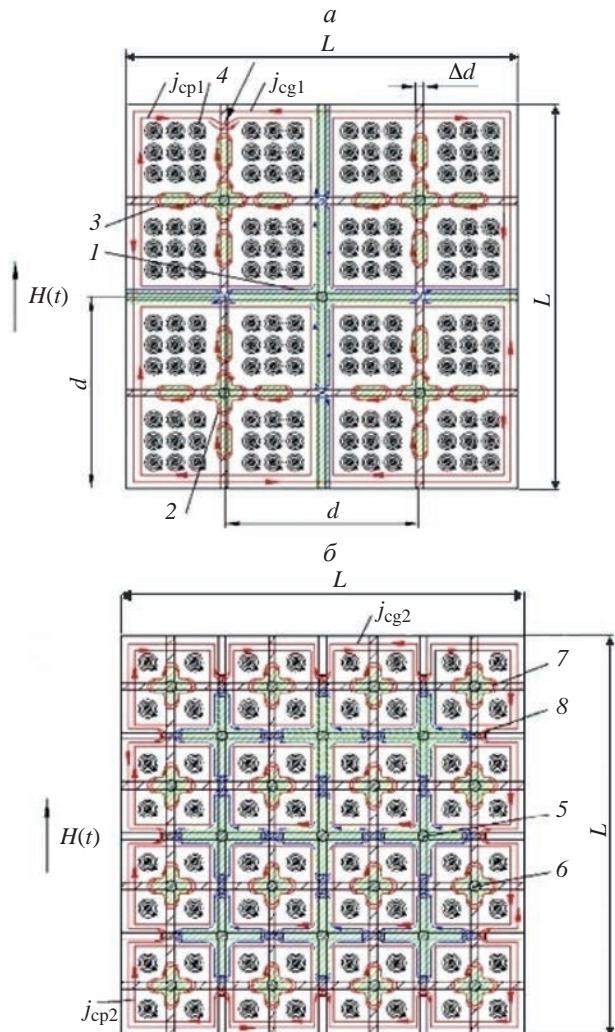


Рис. 3. Распределение плотности мейснеровских экранирующих токов J_{cg} , плотность критических токов пиннинга двойников J_{cg} , динамика возникновения и преобразования ВДСВ и МДСАВ с ростом поля $H(t)$. 1 – МДСАВ, 2 – ВДСВ, 3 – джозефсоновские вихри, 4 – абрикосовские вихри (а); 5, 6 – остива ВДСВ и МДСАВ; 7, 8 – области замыкания токов ВДСВ и МДСАВ через ГД (б).

образца абрикосовские и джозефсоновские вихри. Это приводит к распаду больших многокомпонентных вихревых молекул на двухкомпонентные вихревые молекулы меньших размеров, состоящих только из ВДСВ и МДСАВ. Таким образом, с ростом поля происходит перетрансформация решетки периодически расположенных вихревых молекул больших размеров на более компактную решетку вихревых молекул меньших размеров. Для выяснения пространственного распределения λ в образце и в двойниках проанализируем зависимость $a_g(H_i)$, приведенную на рис. 4б. Как видно из рис. 4б, с ростом поля линейные размеры суб- и нанокристаллитов $a_g = d = (\Phi_0/H_{ic1})^{1/2}$, участвующих в процессе ЗМП уменьшаются от $a_g \approx 3.6 \times 10^{-7}$ м до $a_g \approx 8.1 \times 10^{-8}$ м; последняя величина существенно

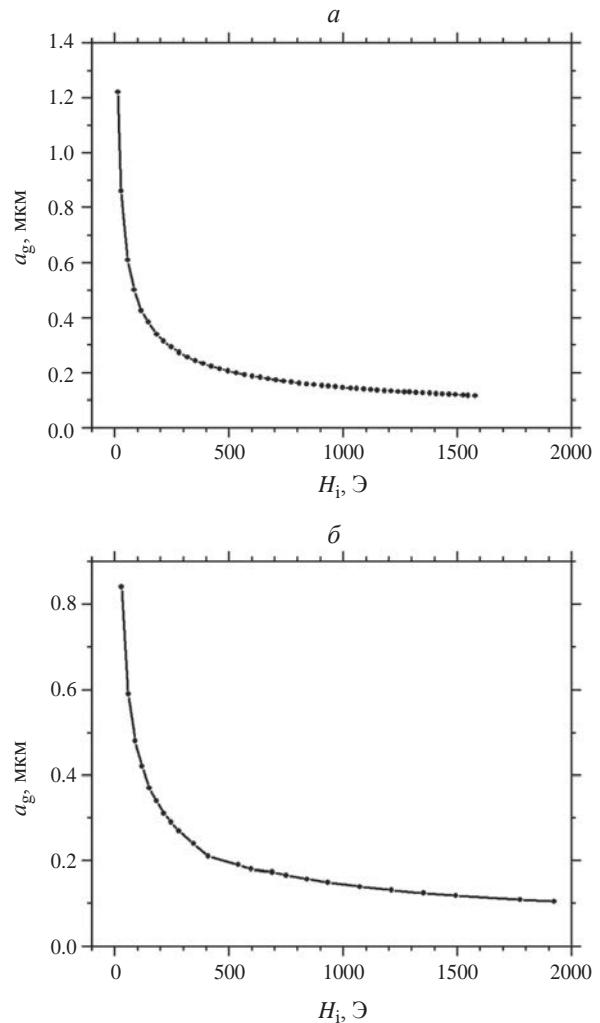


Рис. 4. Магнитополевые зависимости поперечных размеров: МДСАВ – $a(H_i)$ (а); двойников $a_g(H_i)$ (б).

меньше λ , измеренной с помощью традиционных методик (известно [15], что для YBCO при температуре $T = 0$ К в ab плоскости кристалла $\lambda_{ab}(0) \approx 1.39 \cdot 10^{-7}$ м). С учетом полученных данных можно заключить, что из-за множественных ГД в ВТСП [16, 17], λ сильно промодулирована, значение ее меньше вблизи ГД и возрастает при удалении. Это показывает, что в действительности λ является эффективной величиной и с распадом двойников также скачкообразно уменьшается. Сокращение размеров двойников приводит к уменьшению размера решетки периодически расположенных вихревых молекул и сдвигу λ_{eff} в сторону ее уменьшения и, как следствие, к увеличению плотности сверхтока $J_s = J_{cg}$ по сравнению с током распаривания Гинзбурга–Ландау J_c^{GL} (см. рис. 2б). С другой стороны, установлено, что длина когерентности в ab плоскости кристалла $\xi_{ab}(0) \approx (10–15) \cdot 10^{-10}$ м, а в направлении оси c – $\xi_c(0) \approx (5–7) \cdot 10^{-10}$ м. При скачкообразном уменьшении размеров «изолированных» друг от

друга двойников ξ в них также становится эффективной величиной. Так как нанокристаллиты – это самые маленькие по размерам двойники, не имеющие внутри себя ГД, то в нанокристаллиты поле не может проникать в виде вихрей [об этом свидетельствуют полученные результаты при вычете $a(H_i)$ из $a_g(H_i)$], и двойники меньших размеров переходят в состояние с уменьшающимся параметром Гинзбурга–Ландау $\kappa_{\text{eff}} \approx \lambda_{\text{eff}} / \xi_{\text{eff}}$. Следует также отметить, что в настоящее время, несмотря на отсутствие единой теории сверхпроводимости, описывающей накопленный экспериментальный материал по физическим свойствам ВТСП, интенсивно изучаются: новые структуры сверхпроводящих спиральных клапанов [18]; совместное влияние случайных квантовых закороток в неупорядоченном слое изолятора и ненулевых температур на распределение напряженности магнитного поля вдоль стационарного джозефсоновского вихря, находящегося в контакте сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник [19]; изготовление по твердофазной технологии сверхпроводящих многослойных лент для медицинских МР томографов [20]; возможность обнаружения с помощью сквид–магнитометра рассеивания в коре мозга откликов на непрерывную ритмическую зрительную стимуляцию [21] и т.д.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показано, что увеличение поля приводит к усилению его взаимодействия с внешними и внутренними полями размагничивания образца, что изменяет размеры и топологию распределения ВДСВ и МДСВ, постепенно вытесняет зажатые между ВДСВ и МДСВ абрикосовские и джозефсоновские вихри, образуя вихревые молекулы, состоящие только из замыкающихся через друг друга ВДСВ и МДСВ меньших размеров. В результате этого, с распадом двойников YBCO ВТСП переходят в состояние с уменьшающимся параметром κ_{eff} и превосходством критического тока двойников над током J_c^{GL} .

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Покровский В.Л. // УФН. 1991. Т. 161. № 7. С. 193; *Pokrovskii. V.L.* // Sov. Phys. Usp. 1991. V. 34. No. 7. P. 626.
- Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B. et al. // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125.
- Bending S.J. // Physica C. 2010. V. 470. No. 19. P. 754.
- Schlussel Y., Lenz T., Rohner D. et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. P. 034032.
- Zechner G., Lang W., Dosmailov M. et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 98. Art. No. 104508.
- Ростами Х.Р. // ФТТ. 2022. Т. 64. № 2. С. 155; *Rostami Kh.R.* // Phys. Solid State. 2022. V. 64. No. 2. P. 151.
- Nelson D.K. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1973.
- Marchetti M.C. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 8012.
- Ктиторов С.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 5. С. 15; *Ktitorov S.A.* // Tech. Phys. Lett. 2003. V. 29. No. 3. P. 181.
- Ростами Х.Р. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. С. 755; *Rostami Kh.R.* // JETP Lett. 2018. V. 108. P. 734.
- Rostami Kh.R. // Supercond. Sci. Technol. 2023. V. 36. Art. No. 095012.
- Ростами Х.Р. // ФТТ. 2023. Т. 65. № 9. С. 1496; *Rostami Kh.R.* // Phys. Solid State. 2023. V. 65. No. 9. P. 1436.
- Bean C.P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 31.
- Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980.
- Schilling A., Hulliger F., Ott H.R. // Physica C. 1990. V. 168. P. 272.
- Nakahara S., Boone T., Yan M.F. et al. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 451.
- Абрикосов А.А., Буздин А.И., Кулич М.Л. и др. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 371; *Abrikosov A.A., Buzdin A.I., Kulic M.L. et al.* // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68. No 1. P. 210.
- Камашев А.А., Валидов А.А., Гарифьянов Н.Н., Гарифуллин И.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 4. С. 518; *Kamashev A.A., Validov A.A., Garif'yanov N.N., Garifullin I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023 V. 87. No. 4. P. 448.
- Кирпиченков В.Я., Кирпиченкова В.Я., Кирпиченкова Н.В., Лозин О.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 9. С. 1335; *Kirpichenkov V.Y., Kirpichenkova V.Y., Kirpichenkova N.V., Lozin O.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020 V. 84. No. 9. P. 1141.
- Коржев В.П., Зверев В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 7. С. 1036; *Korzhov V.P., Zverev V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021 V. 85 No. 7. P. 803.
- Введенский В.Л., Бондарев Д.П., Гребенкин А.П., и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 11. С. 1623; *Vvedenskiy V.L., Bondarev D.P., Grebenkin A.P., et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020 V. 84. No. 11. P. 1385.

**Mechanisms of influence of external and internal demagnetization fields
on the formation, dynamics, and evolution of vortex structure in twinned
YBa₂Cu₃O_{7-x} high temperature superconductors**

Kh. R. Rostami*

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia
* e-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru*

It is shown that in twinned YBa₂Cu₃O_{7-x}, first large vortex “molecules” pinned at the intersection points of periodic twin boundaries are formed. Low-mobility molecules of similar shape consist of intratwin junction vortices and intertwin junction antivortices, between which Abrikosov and Josephson vortices trapped at the banks of twin boundaries and in twinning boundaries, respectively, are “sandwiched”. An increase in the field leads to an increase in its interaction with the residual demagnetization fields of twins and to the decay of multicomponent vortex molecules into smaller two-component molecules.

УДК 681.7.528.8:89.57.25

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ГРУППИРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ МОЛНИЙ

© 2024 г. А. Л. Филатов*

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук», Фрязинский филиал, Фрязино, Россия

* E-mail: a.filatov@fireras.su

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Рассмотрены различия размеров зон покрытия геостационарных детекторов молний, изготовленных специалистами разных национальных космических агентств. Спрогнозировано создание в ближайшем будущем полноценной геостационарной группировки, оснащенной такими детекторами. Для такой группировки предложены новые перспективные задачи, не входящие в перечень NASA для одиночного геостационарного детектора: мониторинг в системах двойного применения; использование молний в качестве источника электромагнитных волн при исследованиях плазменных процессов в ионосфере; всепланетный мониторинг мега молний.

DOI: 10.31857/S0367676524110134, EDN: FKODWR

ВВЕДЕНИЕ

Первые системные наблюдения молний из космоса были выполнены в 1965 году в оптическом диапазоне телескопами с фотометрами, установленными на низкоорбитальном спутнике OSB-B2 серии Orbiting Solar Observatory [1]. Полученные результаты показали, что регистрация излучения гроз в ночное время мешает освещение городов, а в дневное – солнечный свет, отраженный от облаков и земной поверхности. Данные были дополнены спектральными измерениями, полученными при выполнении программы Defense Meteorological Satellite Program (DMSP) в период 1970–1977 гг. [2, 3]. Новый этап изучения молний начался после появления прогнозов о глобальном потеплении [4], одним из индикаторов которого является усиление глобальной молниевой активности.

В 1988 году при участии Организации Объединенных Наций (ООН) в целях предоставления объективных научных данных была создана Межправительственная группа экспертов по изучению изменения климата [5]. При поддержке Национального управления по аeronавтике и исследованию космического пространства (NASA, National Aeronautics and Space Administration) для низкоорбитальных спутников были разработаны два типа приборов, которые позволяют круглосуточно излучать локальную молниевую активность [6]. В 1995 году был введен в эксплуатацию детектор переходных процессов (OTD The Optical Transient

Detector), который использовал специализированный процессор для выделения быстрых вспышек молний на медленно изменяющемся фоне солнечного света [7]. Кроме того, в 1997 году был задействован датчик изображения молний (LIS Lightning Imaging Sensor), использующий для фильтрации узкополосный оптический фильтр, который соответствует излучению одной из самых интенсивных линий излучения молний на длине волны 777.4 нм [7]. По-видимому, OTD оказался менее эффективным чем LIS, который был установлен на Международную космическую станцию (МКС) в 2017 [8] и выбран в качестве прототипа при создании геостационарного картографа молний (GLM Geostationary Lightning Mapper) [9].

NASA с 2017 года начала устанавливать GLM на геостационарных эксплуатационных спутниках наблюдения за окружающей средой (GOES, Geostationary Operational Environmental Satellites). Кроме задач получения данных для долгосрочных исследований изменчивости климата в разделе benefits and applications GOES [10] заявлено еще 17 приложений: прогноз траектории и интенсивности ураганов; раннее предупреждение о сильных штормах и торнадо; обнаружение, мониторинг и оценка интенсивности пожара; определение ударов молний, которые с наибольшей вероятностью могут привести к возгоранию; обнаружение низкой облачности и тумана; мониторинг атмосферных явлений, которые могут вызвать наводнения и оползни; мониторинг дыма, пыли и аэрозолей; сбор данных

для предупреждений и оповещений о качестве воздуха; получение данных для планирования авиационных маршрутов и сокращения задержек рейсов, связанных с погодными условиями; обнаружение извержений вулканов и мониторинг пепла и диоксида серы; обнаружение рисков сильных дождей и ливневых паводков; сбор данных о температуре поверхности моря для мониторинга рыболовства и изучения жизни морских организмов; мониторинг вегетативного здоровья. Кроме того, в этот перечень входит: обнаружение метеоров, входящих в атмосферу Земли; обнаружение корональных дыр, солнечных вспышек и областей источников корональных выбросов массы; предупреждение об опасностях космических явлений, вызывающих сбои в связи и навигации, а также отключения электроэнергии; мониторинг энергичных частиц, ответственных за радиационную опасность.

На рис. 1 показаны зоны покрытия геостационарных детекторов молний (ГДМ), разработанных и введенных в эксплуатацию различными национальными космическими агентствами. На рис. 1 a представлена совместная область покрытия GLM, установленных на спутниках GOES – West и GOES – East [11]. На рис. 1 b отображена зона покрытия датчика Lightning Imager (LI), установленного Европейским космическим агентством (ESA) на спутнике Meteosat 12 (MTG-I1) в рамках программы Meteosat Third Generation [12]. На рис. 1 c приведены совмещенные зоны датчика Lightning Mapping Imager (LMI), разработанного Китайским национальным космическим управлением (CNSA) и размещенного на спутнике FY-4A [13].

Цель настоящей работы состоит в анализе причин значительного различия площади зон наблюдения, показанных на рис. 1; оценке возможности создания полноценной геостационарной группировки, оснащенной детекторами молний; изучении перспективных приложений для такой группировки, дополняющих 17 задач раздела *benefits and applications GOES*.

АНАЛИЗ

Все рассматриваемые ГДМ используют узкополосный оптический интерференционный фильтр с центральной полосой на длине волны 777.4 нм. Для обеспечения фиксации 70% вспышек в дневное время оптимальной считается полоса пропускания 1 нм. Технически возможно изготовление фильтра с меньшей полосой 0.35 нм [14], который при нормальном падении полностью пропускает излучения триплета ионизированного кислорода 777.19, 777.42 и 777.54 нм, формирующего изучаемую линию 777.4 нм. Однако, как показано в сделанном для МКС расчете [15], при наклонном падении излучения на фильтр существует значительное смещение полосы пропускания. Заявленные полосы пропускания фильтров, установленных на спутниках GOES – West и GOES – East, Meteosat 12, FY-4A, составляют 1 нм, 1.9 нм, 1 нм. соответственно. На рис. 2 показаны оптические конструкции ГДМ для спутников GOES (рис. 2 a) [16], Meteosat 12 (рис. 2 b) [17] и FY-4A (рис. 2 c) [13].

Из совместного анализа рис. 1 и 2 видно, что сдвоенный детектор LMI на спутнике FY-4A обеспечивает минимальную, локальную зону покрытия. Счетверенный детектор LI, использующий более широкополосный фильтр, дает возможность контролировать максимальную поверхность, которая близка к стандартной зоне покрытия с геостационарной обиты без использования узкополосных фильтров. Детектор GLM, имеющий такую же как у LMI полосу пропускания фильтра, обеспечивает более широкую зону покрытия, возможно, за счет использования мультифокусной оптики. Кроме того, видно, что NASA и ESA использовали технические решения для увеличения зоны покрытия отдельных спутников, что при увеличении количества таких спутников приведет к созданию полноценной геостационарной группировки, обеспечивающей возможность наблюдения за всей поверхностью Земли кроме полярных регионов.

На рис. 2 c показан прототип складного космического телескопа с мембранный оптикой

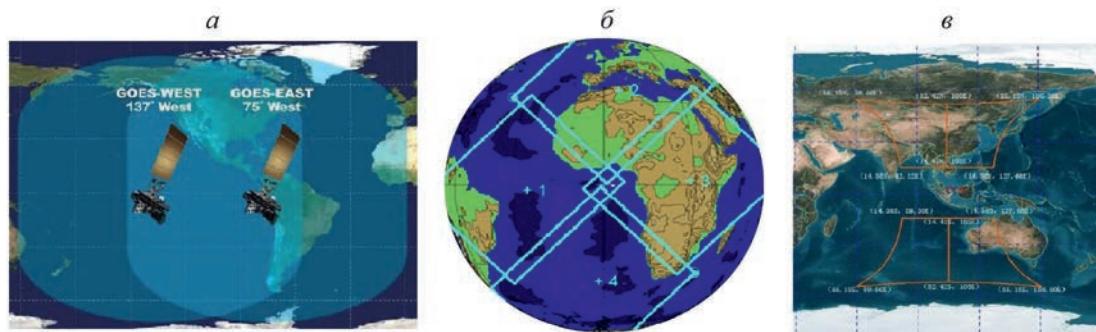


Рис. 1. Зоны покрытия детекторов молний, размещенных на спутниках: GOES – West и GOES – East (a); Meteosat 12 (b); FY-4A (c).

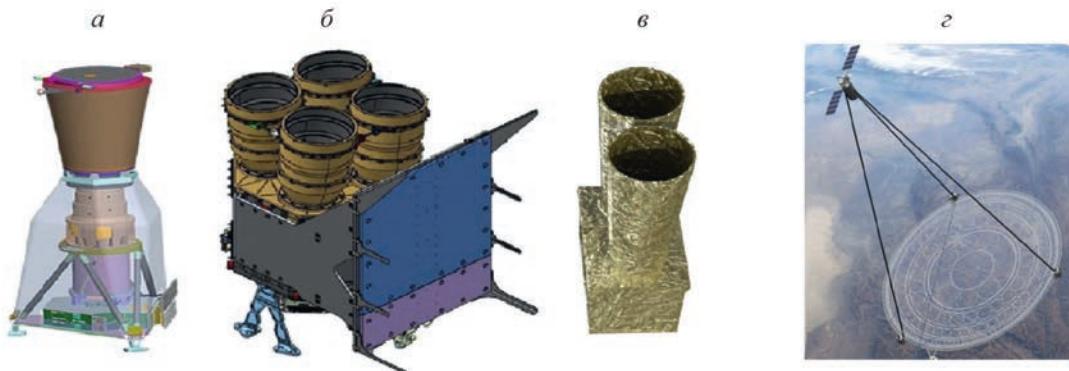


Рис. 2. Оптические конструкции спутников: GOES (а); Meteosat 12 (б); FY-4A (в); складной космический телескоп с мембранный оптикой (г).

геостационарного базирования Membrane Optical Imager for Real-Time Exploitation (MOIRE), разработка которого выполняется по инициативе управления перспективных исследований Министерства обороны США (DARPA) компанией Ball Aerospace & Technologies [18]. Нельзя исключить, что детектор GLM будет работать совместно с оптикой MOIRE в системах мониторинга двойного назначения.

В статьях [19, 20] было предложено использовать данные геостационарного детектора молний для исследования плазменных явлений. В [21] было обоснована гипотеза, что электромагнитный спектр молний может быть получен из анализа скоростной киносъемки оптического излучения. Создание всепланетной системы киносъемки молниевой активности даст возможность использовать мощные источники электромагнитных волн известного спектра для исследования свойств ионосферы [22] и магнитосферы [23].

Всемирная метеорологическая организация (WMO World Meteorological Organization) использует данные ГДМ для верификации самых продолжительных и самых длинных одиночных мегамолний. 18 июня 2020 года в течение 17.102 ± 0.002 с. фиксировалось непрерывно развивающееся свечение во время грозы над Уругваем и северной Аргентиной. 29 апреля 2020 горизонтальное расстояние одиночной вспышки составило 768 ± 8 км на юге США [24].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ближайшем будущем ведущие национальные космические агентства создадут полноценные геостационарные группировки детекторов молний, обладающие необходимыми функциональными возможностями для проведения новых научных исследований и мониторинга двойного назначения почти всей поверхности Земли за исключением полярных регионов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sparrow J.G., Ney E.P. et al. // J. Geophys. Res. 1968. V. 73. P. 857
2. <https://www.ncei.noaa.gov/products/satellite/defense-meteorological-satellite-program>
3. Orville R.E., Henderson R.W. // J. Atmosphere. Sci. 1984. V. 41. P. 3180.
4. https://en.wikipedia.org/wiki/Climate_change
5. https://en.wikipedia.org/wiki/Intergovernmental_Panel_on_Climate_Change
6. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19990108781>
7. https://ghrc.nsstc.nasa.gov/lightning/overview_otd.html
8. https://ghrc.nsstc.nasa.gov/lightning/overview_lis_instrument.html
9. Christian H.J., Blakeslee R.J., Goodman S.J. // J. Geophys. Res. 1989. V. 94. Art. No. 13329.
10. <https://www.goes-r.gov/mission/mission.html>
11. Rudlosky S.D., Virts K.S // Mon. Weather Rev. 2021. V. 149. No. 4. P. 979.
12. <https://eo.belspo.be/en/satellites-and-sensors/mtg-i1>
13. https://fy4.nsmc.org.cn/nsmc/en/theme/FY4A_instrument.html#LMI
14. Montcalm C., Badeen A., Burbidge D. et al. // Proc. SPIE. 2019. V. 11180. Art. No. 111804Z.
15. Квятка В.Е., Корх А.В. // Вестник РГРТУ. 2018. № 66–1. С. 42.
16. <https://www.goes-r.gov/spacesegment/glm.html>
17. https://www.esa.int/Applications/Observing_the_Earth/Meteorological_missions/meteosat_third_generation/Lightning_Imager
18. <https://newatlas.com/darpa-folding-telescope/30039/>

19. *Филатов А.Л. // Солн.-Земн. физика. 2022. Т. 8. № 3. С. 82; Filatov A.L.// Sol.-Terr. Phys. 2022. V. 8. No. 3. P. 76.*
20. *Филатов А.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 11. С. 1654; Filatov A.L. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1371.*
21. *Филатов А.Л., Луканина Л.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1503; Filatov A.L. Lukanina L.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1537.*
22. *Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 711; Gerus S.V., Lock E.H., Annenkov A.Y. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 5. P. 587.*
23. *Мингалев О.В., Сецко П.В., Мельник М.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022 Т. 86. № 3. С. 316; Mingalev O.V., Setsko P.V., Melnik M.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 3. P. 243.*
24. <https://wmo.int/news/media-centre/wmo-certifies-two-megaflash-lightning-records>

Promising applications for a geostationary constellation of lightning detectors

A. L. Filatov*

*Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics
of the Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch, Fryazino, 141190, Russia
* e-mail: a.filatov@fireras.su*

The difference in the sizes of coverage areas of geostationary lightning detectors manufactured by specialists from different national space agencies is explained. The creation in the near future of a full-fledged geostationary constellation equipped with such detectors is predicted. New promising tasks for such constellation, not included in the NASA list for a single geostationary detector, have been proposed: monitoring in dual-use systems; using lightning as a source of electromagnetic waves in studies of plasma processes in the ionosphere; planetary monitoring of mega lightning.

УДК 621.3.014.4

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВБЛИЗИ ДЕФЕКТОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ МЕТОДАМИ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

© 2024 г. Д. М. Филиппов^{1,*}, Н. В. Луговской¹, А. А. Шуйский¹, В. Н. Бержанский¹

¹ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского», Симферополь, Россия

* E-mail: filippov.dm@cfuv.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Рассмотрена математическая модель трехмерного квазистационарного электромагнитного поля вторичных источников, индуцируемых внешним несинусоидальным периодическим полем в проводящем объекте контроля, содержащем замкнутый дефект. С использованием программной реализации разработанной математической модели проведено численное моделирование электромагнитного поля вблизи такого объекта и осуществлено сопоставление полученных результатов с наблюдаемыми на эксперименте магнитооптическими образами исследуемых дефектов.

DOI: 10.31857/S0367676524110141, EDN: FKIXTV

ВВЕДЕНИЕ

Магнитооптическая дефектоскопия является эффективным методом обнаружения дефектов как в магнитных, так и немагнитных металлических изделиях [1–3]. В основе метода лежит реакция доменной структуры магнитооптического сенсора на распределение вихревых магнитных полей в объекте контроля. При этом методы визуализации, моделирования и анализа вихретоковых изображений постоянно развиваются и совершенствуются [4–8]. Возбуждение вихревых токов в проводящих объектах может быть осуществлено переменными полями различной ориентации относительно поверхности объекта контроля. Использование возбуждающих полей различной ориентации предоставляет дополнительные возможности при работе магнитооптических дефектоскопов. Математическое моделирование условий возбуждения магнитных полей вихревых токов наряду с разработкой чувствительных сенсорных элементов является важным для построения МО дефектоскопов и повышения их чувствительности. В работе [9] приведена математическая модель квазистационарного электромагнитного поля вблизи неферромагнитного проводящего объекта контроля, содержащего дефекты малых размеров. Модель основана на методе вторичных источников, возбуждаемых переменным полем, основной поток которого имеет нормальную ориентацию, и сводится к численной процедуре по отысканию плотности таких вторичных источников как электрические заряды на поверхности проводника

и вихревые токи, замыкающиеся в его объеме. Рассмотрены также особенности численной реализации модели и предложен метод, позволяющий существенно повысить точность решения исходной системы интегро-дифференциальных уравнений посредством уточнения дискретных аналогов граничных условий для векторов электромагнитного поля.

Целью данной работы является построение более общей математической модели для исследования распределения магнитных полей вихревых токов в окрестности дефектов, возбуждаемых переменным полем продольной ориентации. Это поле создается планарным индуктором с магнитным сердечником специальной формы. Наличие у индуктора магнитопровода обеспечивает магнитооптическому дефектоскопу более высокую энергоэффективность. Проведено сравнение результатов моделирования с полученными реальными МО-изображениями ряда малых дефектов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМЕ «ИНДУКТОР – ОБЪЕКТ КОНТРОЛЯ» С УЧЕТОМ МАГНИТОПРОВОДА

Для учета намагниченности магнитопровода наиболее рационально использовать метод двойного слоя фиктивных магнитных зарядов, поскольку

данного тип вторичных источников описывается скалярной функцией, а выражение для векторного потенциала имеет наиболее простой вид.

В работе [10] приведен вывод системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно плотности двойного слоя фиктивных магнитных зарядов. Этот метод в отличие от классического метода двойного слоя [11] предполагает полное отсутствие необходимости введения условных не-проницаемых перегородок, вследствие чего он более прост при компьютерной реализации. В настоящей работе предлагается альтернативный метод получения СЛАУ, которая после объединения с соответствующими уравнениями из статьи [9], позволяет получить итоговую вычислительную модель для системы «индуктор – объект контроля» с учетом магнитопровода.

Представим магнитопровод индуктора в виде трехмерного тела (рис. 1б), ограниченного поверхностью S . Разобьем ее на N треугольных элементов. Выберем контуры интегрирования также, как это сделано в [10] (каждый контур проходит через центры двух соседних треугольников и середину стороны между ними). Обозначим часть контура Δl_k^{I+} через Δl_I , а Δl_k^{II+} через Δl_{II} . При этом необходимо указать, что направление интегрирования выбирается от центра k -го элемента к центру i -го (примем, что данное направление в любой точке интегрирования задается единичным вектором $\vec{\tau}_Q^g$). Направление интегрирования в части полного контура, обозначенной как $\Delta l_k^{II+} + \Delta l_k^{I+}$, в общем случае может либо совпадать с направлением $\vec{\tau}_Q^g$, либо быть противоположным, то есть $\vec{\tau}_Q^+ = \vec{\tau}_Q^g = \pm \vec{\tau}_Q^g$ (в зависимости от направления полного контура по отношению к $\vec{\tau}_Q^g$). Положим, что $\vec{\tau}_Q = -\vec{\tau}_Q^g$ и покажем, что с помощью теории обобщенных функций мы приходим к СЛАУ (18) из [10].

Криволинейный интеграл от проекции вектора магнитной индукции B на направление $\vec{\tau}_Q^g$ по контуру интегрирования $\Delta l_{II} + \Delta l_I$ равен

$$\int_{\Delta l_{II} + \Delta l_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \int_{\Delta l_{II}} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q + \int_{\Delta l_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q \quad (1)$$

Получим выражение для вычисления данного интеграла. Предельное значение скалярного магнитного потенциала двойного слоя при стремлении точки Q к поверхности ферромагнитного индуктора с внешней стороны согласно [11] имеет вид

$$\phi_{vQ}^+(Q_k) = \frac{v_k}{2}, Q_k \in \Delta S_k. \quad (2)$$

Учтем также, что:

$$\vec{B}_{vQ}^+ = -\text{grad} \phi_{vQ}^+. \quad (3)$$

С учетом (2) а также того, что в рамках разработанного метода применяется кусочно-постоянная

аппроксимация плотности двойного слоя, введем скалярный потенциал ϕ_{vQ}^+ как функцию следующего вида:

$$\begin{aligned} \phi_{vQ}^+(x', y', 0) = & \frac{v_k}{2} \theta(y' + \Delta y') - \\ & - \frac{v_k}{2} \theta(y') + \frac{v_i}{2} \theta(y') - \frac{v_i}{2} \theta(y' - \Delta y'), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\theta(y')$ функция Хевисайда

Так как точка Q располагается на поверхности, в формуле (4) приведено распределение потенциала при $z' = 0$.

Таким образом, функция $\phi_{vQ}^+(x', y', 0)$ есть двумерная «ступенька», скачок происходит при движении в направлении, перпендикулярном относительно границы между треугольниками, при движении в направлении, параллельном границе между треугольниками, значение функции не меняется. Функция $\theta(y')$ доопределяется следующим образом: $\theta(0) = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial x'}$.

Очевидно, что $\frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial x'} = 0$. Учитывая то, что значение потенциала двойного слоя вблизи поверхности при приближении к поверхности с внешней стороны не зависит от расстояния до поверхности, получаем $\frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial z'} = 0$. Поэтому, из (3) следует:

$$\vec{B}_{vQ}^+ = -\frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial y'} \vec{e}_y. \quad (5)$$

Из (4) в свою очередь следует, что:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial y'} = & \frac{v_k}{2} \delta(y' + \Delta y') - \\ & - \frac{v_k}{2} \delta(y') + \frac{v_i}{2} \delta(y') - \frac{v_i}{2} \delta(y' - \Delta y'), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\delta(y')$ – дельта-функция Дирака.

Так как точка Q расположена на отрезке интегрирования, то $y' = y \cos \psi_{II}$. Поэтому из (6) получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial y'} = & \left(\frac{v_i}{2} - \frac{v_k}{2} \right) \delta(y \cos \psi_{II}) + \frac{v_k}{2} \delta(y \cos \psi_{II} + \\ & + \Delta y') - \frac{v_i}{2} \delta(y \cos \psi_{II} - \Delta y') \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку промежуток интегрирования не содержит особых точек двух дельта-функций из (7) то их можно исключить из выражения, так как это не повлияет на интеграл от данного выражения. Учитывая это, а также свойства дельта-функции, получим:

$$\frac{\partial \phi_{vQ}^+}{\partial y'} = \left(\frac{v_i}{2} - \frac{v_k}{2} \right) \frac{1}{|\cos \psi_{II}|} \delta(y). \quad (8)$$

Учитывая (5) и (8), получим (обозначая длину отрезка Δl_{II} через L_{II}):

$$\int_{\Delta_{II}} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \int_0^{L_{II}} \left(\frac{v_k}{2} - \frac{v_i}{2} \right) \frac{1}{|\cos \psi_{II}|} \delta(y) \vec{e}_y \cdot \vec{e}_y dy = \\ = \left(\frac{v_k}{2} - \frac{v_i}{2} \right) \frac{\cos \psi_{II}}{|\cos \psi_{II}|} \int_0^{L_{II}} \delta(y) dy \quad (9)$$

Как было сказано ранее, треугольники ΔS_k и ΔS_i имеют ненулевые площади и не накладываются друг на друга. Это означает, что всегда выполняется условие $\psi_{II} < \frac{\pi}{2}$. Из этого следует, что $\frac{\cos \psi_{II}}{|\cos \psi_{II}|} = 1$. Таким образом, получим значение интеграла:

$$\int_{\Delta_{II}} B_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \left(\frac{v_k}{4} - \frac{v_i}{4} \right). \quad (10)$$

Аналогичным образом находится интеграл:

$$\int_{\Delta_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \left(\frac{v_k}{4} - \frac{v_i}{4} \right). \quad (11)$$

Учитывая (10) и (11), получим интеграл по всей области интегрирования:

$$\int_{\Delta_{II} + \Delta_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \int_{\Delta_{II}} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q + \\ + \int_{\Delta_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q^g dl_Q = \left(\frac{v_k}{2} - \frac{v_i}{2} \right). \quad (12)$$

Как было сказано ранее, $\vec{\tau}_Q = -\vec{\tau}_Q^g$, поэтому:

$$\int_{\Delta_{II} + \Delta_I} \vec{B}_{vQ}^+ \vec{\tau}_Q dl_Q = \left(\frac{v_i}{2} - \frac{v_k}{2} \right). \quad (13)$$

Таким образом, формула (13) сводится к формуле (16) в работе [9], полученной из закона полного тока для вектора B , а значит, формула (13) приводит к СЛАУ (18) из [9]. Приведем данную СЛАУ

$$v_i - v_k - \frac{\lambda}{2\pi} \left\{ \sum_{m=1}^N \sum_{m \neq k}^N v_m \int_{\Delta_k^J} \vec{\tau}_Q \int_{\Delta S_m} \vec{K}(P, Q) dS_P dl_Q + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^N v_m \int_{\Delta_k^U} \vec{\tau}_Q \int_{\Delta S_m} \vec{K}(P, Q) dS_P dl_Q \right\} = \\ = 2\lambda \int_{\Delta_k^J + \Delta_k^U} B_0 \vec{\tau}_Q dl_Q, \quad (14)$$

$$\text{где } \vec{K}(P, Q) = \frac{3(\vec{r}_{PQ}, \vec{n}_P) \vec{r}_{PQ} - r_{PQ}^2 \vec{n}_P}{r_{PQ}^5}, \quad \lambda = \frac{(\mu - \mu_0)}{(\mu + \mu_0)},$$

$i = i_1, i_2, i_3; J = I, III, V; U = II, IV, VI; k = 1, 2, \dots, N$. Обозначения в (14) аналогичны введенным в работе [10].

После решения СЛАУ (14) по найденному распределению двойного слоя фиктивных

магнитных зарядов с поверхностью плотностью v_k ($k = 1, 2, \dots, N$) могут быть вычислены любые интегральные характеристики электромагнитного поля в любой точке пространства, в частности векторный потенциал по следующей формуле:

$$\vec{A}(M, t) = \frac{i(t)}{4\pi} \sum_{k=1}^N v_k \int_{\Delta S_k} \frac{[\vec{r}_{MQ}, \vec{n}_Q]}{r_{MQ}^3} dS_Q, \\ k = 1, 2, \dots, N. \quad (15)$$

В условиях рассматриваемой в настоящей статье задачи влиянием вихревых токов на намагниченность магнитопровода индуктора можно пренебречь. По этой причине моделирование поля от индуктора и поля вихревых токов в объекте контроля можно разделить на две последовательно решаемых задачи: в начале решается стационарная задача, результатом которой является найденное распределение плотности двойного слоя фиктивных магнитных зарядов (решается СЛАУ для построения которой в качестве расчетной области задается поверхность индуктора). Затем по формуле (15) для заданного закона изменения во времени тока в обмотке индуктора $i(t)$ вычисляется векторный потенциал в точках объекта контроля. Данный векторный потенциал входит в правую часть следующей системы интегро-дифференциальных уравнений

$$\sigma_{k,i}^{(s)} - \frac{1}{2\pi\Delta S_k} \sum_{j=1}^{N_S} \sigma_{j,i}^{(s)} \int_{\Delta S_k} \int_{\Delta S_j} \frac{(\vec{r}_{PQ}, \vec{n}_Q)}{r_{PQ}^3} dS_P dS_Q = \\ = - \frac{\epsilon_0 \mu_0}{2\pi\Delta S_k} \sum_{m=1}^{N_V} \frac{\partial \vec{\delta}_{m,i}^{(s-1)}}{\partial t} \vec{n}_Q \int_{\Delta S_k} \int_{\Delta V_m} \frac{dV_N dS_Q}{r_{QN}} - \\ - \frac{2\epsilon_0}{\Delta S_k} \int_{\Delta S_k} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{A}_0(Q, t_i), \vec{n}_Q) dS_Q, \quad k = 1, 2, \dots, N_S, \\ i = 1, 2, \dots, N_T, \quad (16)$$

$$\vec{\delta}_{k,i}^{(s)} = - \frac{\gamma \mu_0}{4\pi} \sum_{m=1}^{N_V} \frac{\partial \vec{\delta}_{m,i}^{(s-1)}}{\partial t} \int_{\Delta V_m} \frac{dV_N}{r_{MN}} + \\ + \frac{\gamma}{4\pi\epsilon_0} \sum_{m=1}^{N_S} \sigma_{m,i}^{(s)} \int_{\Delta S_m} \frac{\vec{r}_{PM}}{r_{PM}^3} dS_P - \\ - \gamma \vec{A}_0(M_k, t_i) / \partial t, \quad k = 1, 2, \dots, N_V, \quad i = 1, 2, \dots, N_T, \quad (17)$$

$$\sum_{k=1}^{N_S} \sigma_{k,i} \Delta S_k = q(t_i), \quad i = 1, 2, \dots, N_T, \quad (18)$$

где $\sigma_{k,i}$ — значение коэффициента кусочно-постоянной аппроксимации $\sigma(Q, t)$ на k -м элементе разбиения поверхности проводника S в i -й момент t_i , N_S — количество элементов разбиения S ,

ΔS_k – k -й элемент разбиения S (а также значение его площади), N_V – количество элементов разбиения объема проводника V , $\delta_{k,i}$ – значение коэффициента кусочно-постоянной аппроксимации $\vec{\delta}(M, t)$ на k -м элементе разбиения V в момент t_i , M_k – точка, находящаяся в геометрическом центре элемента ΔV_k объема V , N_T – количество моментов времени, на которые делятся рассматриваемый период, (s) – номер итерации в методе последовательных приближений, $q(t_i)$ – значение полного электрического заряда проводника в момент t_i .

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ В ОКРЕСТНОСТИ ДЕФЕКТА

Приведем результаты моделирования трехмерного квазистационарного поля вихревых токов, наводимых в проводящем объекте контроля с квадратным отверстием (модель замкнутого дефекта), полученные на основании численного решения СЛАУ (14) и системы интегро-дифференциальных уравнений (16)–(18). Пример построения расчетных сеток области проводника и полной области, включающей проводник и магнитопровод индуктора планарного потока, показан на рис. 1.

Основные параметры моделирования: размер стороны квадрата проводника 14 мм; размер стороны квадратного отверстия, представляющего замкнутый дефект 2 мм; толщина проводника 0.3 мм; материал проводника – техническая медь с удельной проводимостью 56.6 МСм/м; амплитуда тока индуктора 1 А; частота тока индуктора $f_1 = 30$ кГц и $f_2 = 60$ кГц; предполагалось, что магнитопровод изготовлен из магнитодиэлектрика. Проанализируем распределение вихревых токов и магнитного поля для двух моментов времени: $\pm T/4$, где T – период тока индуктора. На рис. 2а и 2б показано распределение вектора направления вихревых токов в окрестности дефекта на частоте 30 кГц.

Видно, что вихревые токи огибают дефект и в момент времени $T/4$ текут в противоположных направлениях, что приводит к знакопеременной зависимости z -компоненты напряженности переменного магнитного поля. На рис. 2в и 2г приведено распределение z -компоненты напряженности магнитного поля вдоль центральной линии дефекта. На краях квадратного дефекта возникают максимумы z -компоненты напряженности магнитного поля вихревых токов равной величины, но противоположного направления. Увеличение частоты поля индуктора вдвое приводит к увеличению максимумов магнитного поля вихревых токов на 25%.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Замкнутые дефекты квадратной, круглой и треугольной формы были исследованы методом магнитооптической вихретоковой дефектоскопии. При проведении измерений в качестве магнитооптических сенсоров использовались монокристаллические эпитаксиальные пленки ферритов. Доменная структура в пленках существенно зависит от состава и влияния таких внешних факторов как магнитное поле, его интенсивности и частоты [4–8]. Для магнитооптической дефектоскопии важна также величина эффекта Фарадея, который максимальен у ферритов гранатов на основе висмута. Поэтому методом жидкого-фазной эпитаксии на подложках $Gd_3Ga_5O_{12}$ ориентации [111] были синтезированы пленки на основе замещенного феррита-граната висмута $(Re, Bi)_3(Fe, Me)_5O_{12}$, где $Re = Y, Lu, Sm, Me = Ga, Al$. Пленки обладали магнитной анизотропией типа «легкая ось» [1]. Для регистрации дефектов в магнитооптическом дефектоскопе использовался планарный индуктор. Ферритовый магнитопровод индуктора дефектоскопа имел вид, представленный на рис. 1б. Частота переменного магнитного поля дефектоскопа могла варьироваться от 8 до 80 кГц, амплитуда тока в индукторе от 0 до 2 А. Магнитооптическое изображение квадратного

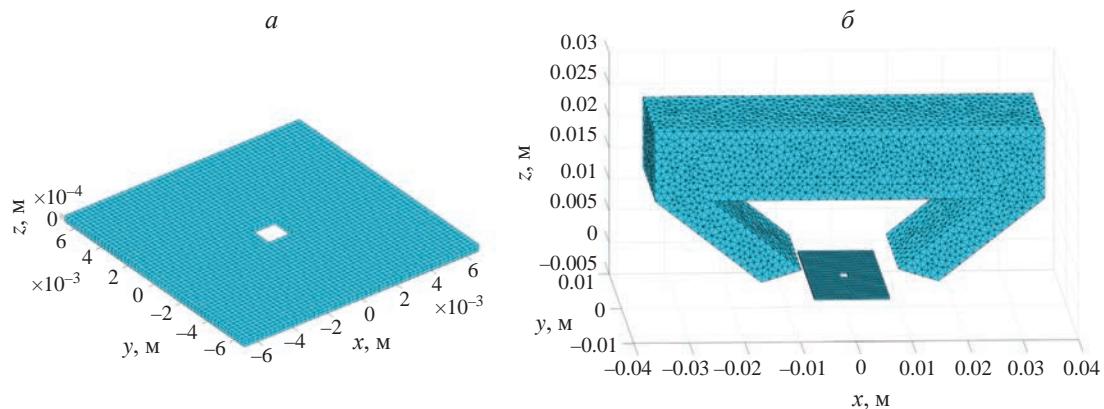


Рис. 1. Пример построения расчетной сетки объекта контроля с дефектом (а) и полной расчетной сетки магнитопровода индуктора планарного потока (б).

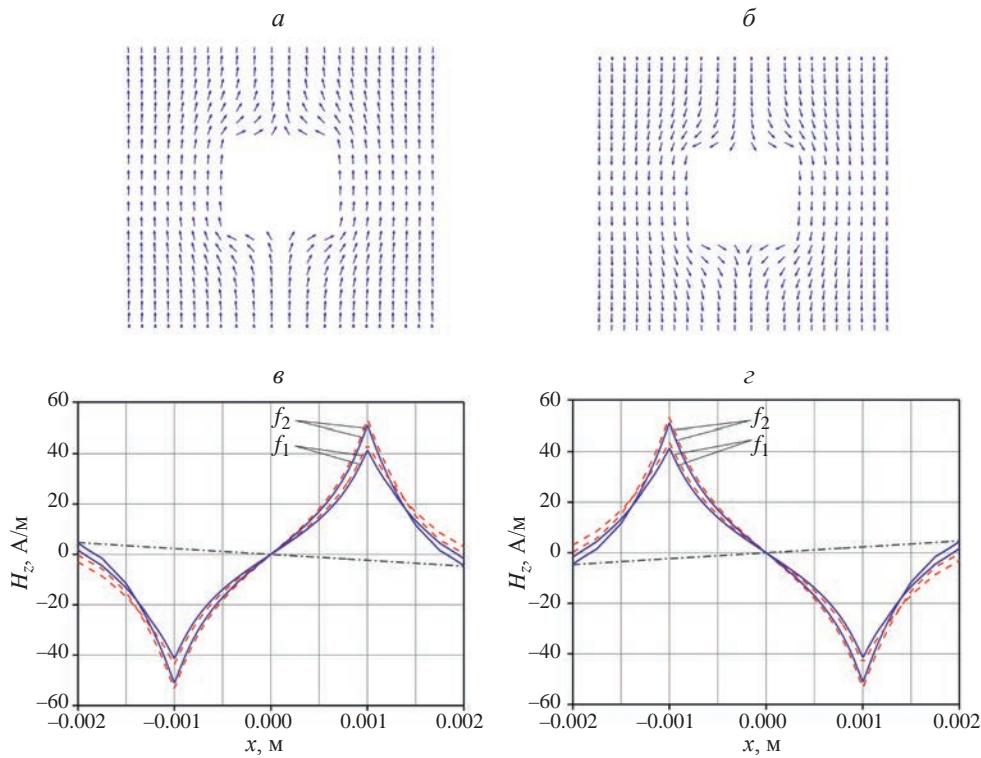


Рис. 2. Распределение направлений вихревого тока в окрестности замкнутого дефекта (*a*, *b*) и *z*-компоненты напряженности переменного магнитного поля ($f_1 = 30$ кГц, $f_2 = 60$ кГц) вдоль центральной линии дефекта в моменты времени $-T/4$ (*a*, *c*) и $T/4$ (*b*, *d*); пунктир — поле вихревых токов, пунктир с точкой — поле индуктора, сплошная линия — полное поле.

дефекта в модельном образце, медной пластине толщиной 0.3 мм, определялось величиной *z*-компоненты магнитного поля вихревых токов.

На рис. 3 представлены расчетные топограммы *z*-компоненты напряженности полного магнитного поля вблизи квадратного дефекта в момент времени $-T/4$ на частоте тока индуктора 30 и 60 кГц и полученные в тех же условиях магнитооптические изображения этих дефектов методом магнитооптической вихревоковой дефектоскопии.

Видно, что вид и конфигурация магнитооптического изображения дефекта полностью совпадают

с расчетной топологией, отражая величину и знак *z*-компоненты напряженности полного магнитного поля. В соответствии с расчетами, рост частоты поля индуктора приводит к росту величины максимума магнитного поля вихревых токов и к уширению области поля фиксированной величины вблизи максимума поля на частоте 30 кГц (рис. 3). Это обстоятельство приводит к уширению области магнитной пленки, намагниченной в определенном направлении, и соответственному уширению области магнитооптического изображения определенного цвета (рис. 4б и 4г).

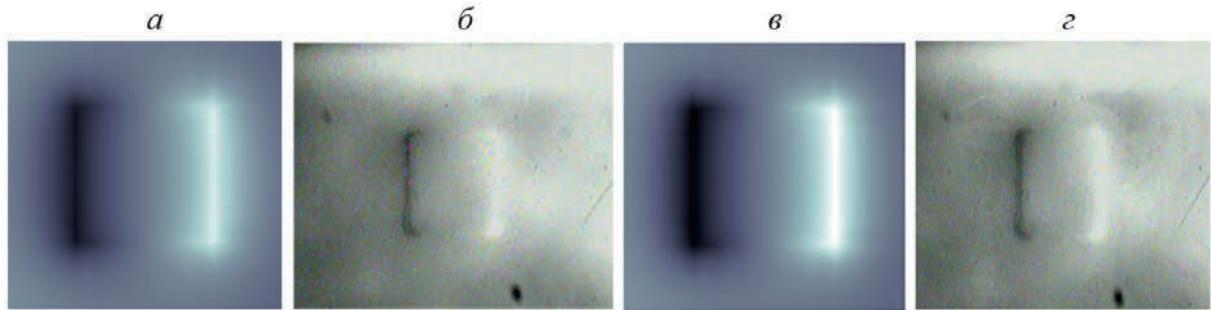


Рис. 3. Расчетные топограммы *z*-компоненты напряженности полного магнитного поля (*a*, *c*) и магнитооптические изображения (*b*, *d*) квадратного дефекта в момент времени $-T/4$ на частоте 30 (*a*, *b*) и 60 кГц (*c*, *d*).

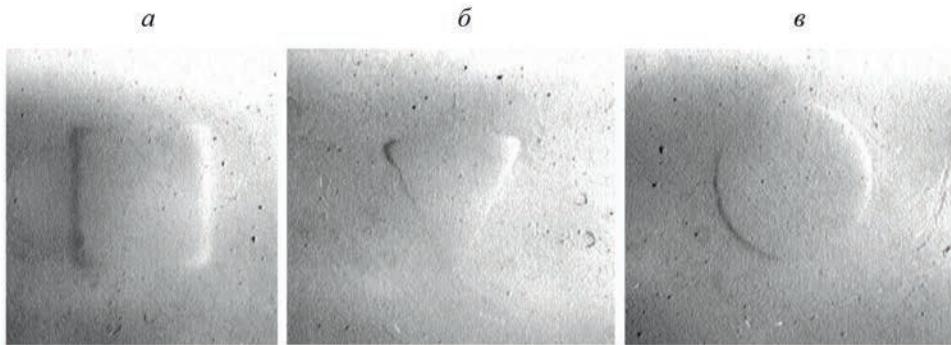


Рис. 4. Магнитооптические образы квадратного (a), треугольного (b) и круглого (c) дефектов в момент $-T/4$ на частоте 30 кГц.

Дополнительно были исследованы дефекты других форм. В медной пластине толщиной 35 мкм были изготовлены замкнутые дефекты в виде квадрата, треугольника и отверстия. МО образы этих дефектов представлены на рис. 4. Они были получены в тех же условиях, что и образы на рис. 3.

Из рисунка 4 видно, что несмотря на уменьшение толщины объекта контроля в 10 раз общий характер МО отображения квадратного дефекта не меняется. МО образы дефектов всех типов имеют одну общую особенность: с одной стороны темную область, с другой светлую, визуализирующую противоположный знак z -компоненты напряженности полного магнитного поля вблизи дефекта в момент времени $-T/4$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена математическая модель трехмерного квазистационарного электромагнитного поля вторичных источников, возбуждаемых планарным несинусоидальным периодическим полем в проводящем объекте контроля. С использованием программной реализации математической модели проведено численное моделирование распределения магнитного поля вихревых токов, возбуждаемого планарным индуктором с магнитным сердечником в окрестности замкнутого дефекта. Показано, что на противоположных сторонах дефекта z -компоненты вихревого магнитного поля меняет знак, что должно приводить к резкому повышению контраста в изображении дефектов, получаемых магнитооптическим методом. Экспериментально показано соответствие полученных изображений предсказаниям теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Berzhansky V.N., Filippov D.M., Lugovskoy N.V. // Phys. Procedia. 2016. V. 82C. P. 27.
2. Xiangdong G., Yanfeng L., Xiaohu Z. et al. // Opt. Lasers Eng. 2020. V. 124. Art. No. 105812.
3. Berzhansky V.N., Karavainikov A.V., Mikhailova T.V. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 440C. P. 175.
4. Шевцов В.С., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1564; Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1226.
5. Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1559; Nikoladze G.M., Matyunin A.V., Polyakov P.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser.: Phys. 2021. V. 85. No. 11. P. 1222.
6. Семенова Е.М., Иванов Д.В., Ляхова М.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 9. С. 1245; Semenova E.M., Ivanov D.V., Lyakhova M.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser.: Phys. 2021. V. 85. No. 9. P. 955.
7. Зигерт А.Д., Кузьмин Н.Б., Сдобняков Н.Ю. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 10. С. 1385; Zigert A.D., Kuz'min N.B., Sdobnyakov N.Yu. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2023. V. 87. No. 10. P. 1421.
8. Байкенов Е.Ж., Измажеров И.М., Зверев В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 891; Baykenov E.Z., Izmazherov I.M., Zverev V.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Ser. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 809.
9. Filippov D.M., Shuyskyy A.A. // Prog. Electromagn. Res. M. 2019. V. 78. P. 19.
10. Filippov D.M., Shuyskyy A.A., Kozik G.P. et al. // Prog. Electromagn. Res. B. 2020. V. 89. P. 195.
11. Тозони О.В., Маергойз И.Д. Расчет трехмерных электромагнитных полей. Киев: Техника, 1974. 352 с.

Mathematical model of electromagnetic fields near defects registered by magneto-optical defectoscopy methods

D. M. Filippov^{1,*}, N. V. Lugovskoy¹, A. A. Shuyskyy¹, V. N. Berzhansky¹

¹ V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007, Russia

* e-mail: filippov.dm@cfuv.ru

We presented a mathematical model of a three-dimensional quasi-stationary electromagnetic field of secondary sources induced by an external non-sinusoidal periodic field in a conducting control object containing a closed defect. Using the software implementation of the developed mathematical model, numerical modeling of the electromagnetic field near such an object was carried out and the results obtained were compared with the magneto-optical images of the studied defects observed in the experiment.

УДК 537.622:537.86

ИМПЕДАНСНО-СОГЛАСОВАННЫЕ КЕРАМИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ

© 2024 г. С. В. Серебрянников¹, *, А. В. Долгов¹, С. С. Серебрянников¹,
В. Г. Ковальчук¹, А. М. Белевцев², И. К. Епанешникова², В. Л. Крючков²

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский университет МЭИ», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

* E-mail: SerebriannikSV@mpei.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучены частотные спектры диэлектрической и магнитной проницаемостей, а также диэлектрические и магнитные потери феррошпинелей, изготовленных спеканием методом твердофазной реакции из исходного реагента $[(\text{NiCuZn})\text{OMnO}_2]\text{Fe}_2\text{O}_3$. Рассмотрены различные системы ферритов с изменяющимися по знаку температурным коэффициентом магнитного насыщения. Такие системы представляют практический интерес для применения в устройствах, требующих согласования по импедансу, одновременно обеспечивающих стабильность намагничивания в заданном диапазоне температур (от -40 до $+100$ °C), которая может изменяться не более чем на 5%. Обсуждаются результаты исследования феррошпинелей в диапазонах частот от 1 МГц до 3 ГГц.

DOI: 10.31857/S0367676524110159, EDN: FKIETN

ВВЕДЕНИЕ

Актуальная проблема создания радиосистем с антенным полотном [1], на котором расположено большое количество излучателей, является важной в современной технике. В дополнение к конструктивным решениям при создании антенной решетки с излучателями различного назначения материалы с согласованным импедансом имеют широкий потенциал применения [2, 3]. На их основе можно создавать различные радиоэлектронные устройства, что достигается за счет минимизации отражений электромагнитной волны на границе раздела материал–вакуум.

Различные гексаферриты и феррошпинели наиболее широко используются в импедансосогласованных материалах [4, 5]. Так, ранее была показана эффективность использования в качестве материалов с согласованным импедансом на основе гексаферритов Z- и Y-структур [6, 7]. Такие материалы обладают высокой резонансной частотой и позволяют расширить диапазон рабочих частот, сохраняя при этом магнитную и диэлектрическую проницаемость.

Композитные материалы на основе ферритов со структурой шпинели с меньшей вероятностью попадут в сферу внимания при создании

импедансосогласованных материалов. Факторами, влияющими на это, являются сильная зависимость от коэффициента Крамерса–Кронига [9, 10], связывающего рассеивание энергии в материале с наличием частотной дисперсии, а также «предел Снука» [11, 12]. В пленках и тонких материалах на основе феррошпинелей наблюдается резкое падение магнитной проницаемости в диапазоне высоких частот, в отличие от гексаферритов, где ограничение Снука может быть превышенено [13].

Существует несколько крупных компаний Skyworks Solutions (США), Wemtec (Германия), Kyocera (Япония), Sony (Япония), занимающихся проблемами согласования антенных излучателей и созданием новых материалов для решения этой актуальной задачи [14, 15, 16].

Перспективы использования ферритовых материалов для антенных устройств достаточно велики [17, 26]. Несмотря на относительно большое количество работ с гексагональными ферритами [18], ферритовые шпинели остаются малоизученными. Потенциал материалов на основе шпинели довольно высок [19], особенно в диапазоне частот до 3 ГГц. При разработке таких материалов необходимо учитывать различные механизмы их функционирования, сочетание в конструкции материалов с различными электрофизическими свойствами.

Недостатком большинства используемых в настоящее время материалов является то, что они содержат компоненты, которые могут поглощать только электрические или только магнитные компоненты электромагнитного излучения [19, 20]. Более того, структура этих материалов не предполагает проявления квантовых эффектов. Это приводит к снижению поглощающих свойств материала. Поэтому актуальной задачей синтеза композита является повышение радиопоглощающих свойств материала с точки зрения как электрической, так и магнитной составляющих электромагнитного излучения [21]. Существует множество современных искусственных материалов со слоистой или композитной периодической структурой [22, 23, 25], изучение свойств и характеристик которых может открыть путь к их практическому использованию в новых областях применения [27].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В статье представлены электрофизические и магнитные свойства замещенных феррошпинелей, полученных спеканием методом твердофазной реакции. Исходными материалами были реагенты класса $[(\text{NiCuZn})\text{OMnO}_2]\text{Fe}_2\text{O}_3$. Порошки смешивали в течение 4 ч с помощью планетарной шаровой мельницы. Затем смесь прокаливали в течение 4 ч при температуре выше 1100 °C, а затем снова измельчали в течение 4 ч. Полученные порошки подвергали сухому прессованию в матрице из нержавеющей стали. Прессованные гранулы и торOIDальные образцы спекали при температурах более 1250 °C в течение 6 ч на воздухе.

Создание материалов с высокими радиопоглощающими свойствами и достаточно низким уровнем магнитной и диэлектрической проницаемости возможно только с помощью композиционных материалов. В нашем случае мы рассматриваем композитный материал на основе феррита со структурой шпинели.

Шпинели имеют кристаллическую структуру с общей формулой $\text{M}(\text{Fe}_2\text{O}_4)$, где M обычно обозначает ион с зарядом $2+$. Такой, как, например, марганец, никель, кобальт, включая соединение медь-магний. Буква M может также обозначать однозарядный ион лития или даже отсутствие ионов, что балансируется присутствием $3+$ заряженных ионов железа. Ионы кислорода формируют плотноупакованную кубическую решетку, а ионы металлов заполняют промежуточные пространства, образуя характеристическую двойную решетку. Внутри каждой главной ячейки, которая включает 32 иона кислорода, находятся 8 ионов, окруженных 4 атомами кислорода, образуя тетраэдрические ячейки, и 16 ионов, окруженных 6 атомами кислорода (формируется октаэдрические ячейки). Магнитные моменты возрастают

в результате антипараллельного выстраивания и частичной нейтрализации спинов между двумя субрешетками, что ведет к стабилизации магнитных свойств.

На основе этих условий, используя классическую керамическую технологию при определенных температурах, получен исследуемый материал. Контроль получившегося порошка проведен с помощью электронной микроскопии.

На рис. 1 представлена микроструктура феррита. Можно увидеть, что зерна имеют различный размер и форму, что является типичным для поликристаллических материалов типа феррита. Гранулярная структура показывает кристаллическую природу материала. Присутствие микротрещин и пор может быть связано с процессом синтеза или термической обработкой. Они могут влиять на механические и магнитные свойства материала. Большинство зерен имеет одинаковый размер, что говорит о высоком качестве синтеза и хорошем единообразии материала. Это важно для стабильных магнитных и электрических свойств.

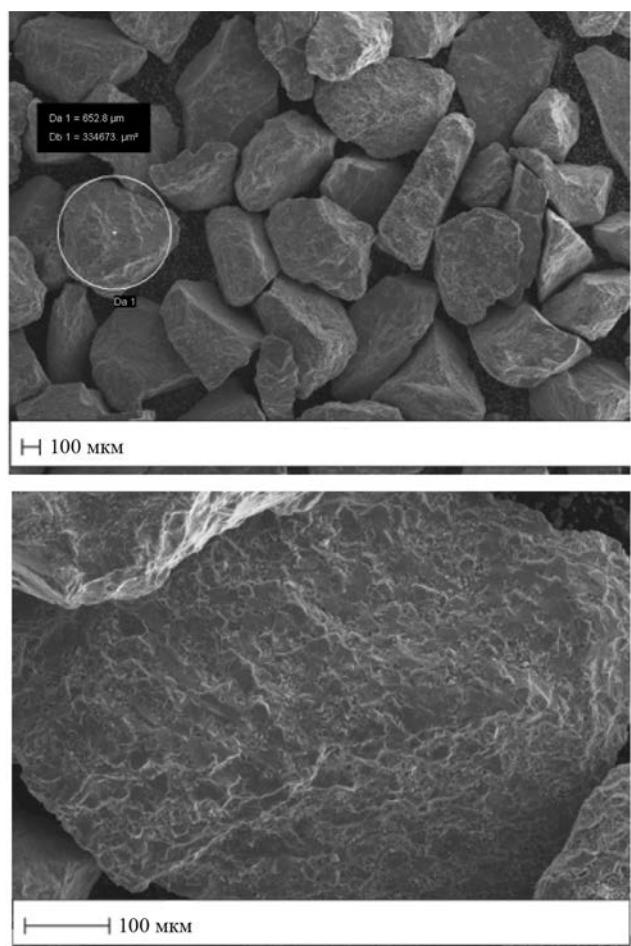


Рис. 1. Микроструктура феррита.

Частицы гетерогенны, с большим содержанием частиц размером более 2 мкм. Размер частиц практически не отличался от исходного порошка и спеченного образца, так же как и изготовленный композиционный материал на их основе. На рисунке видно, что исследуемый феррит имеет гомогенное распределение основных элементов. Единообразное распределение элементов подтверждает, что материал не содержит значительных загрязнений и негомогенностей, и это делает его подходящим для использования в высокочастотных и радиочастотных устройствах.

Дальнейшие исследования проводились с целью определения магнитной и диэлектрической проницаемостей. Измерения проводились на анализаторе импеданса Agilent Technologies с дополнительными насадками для измерения магнитной и диэлектрической проницаемости материала. При подготовке к испытаниям оборудование было откалибровано. Каждое из приспособлений для измерений имеет трехступенчатый алгоритм калибровки [24]. Диапазон частот, охватываемый измерительным прибором, составляет от 1 МГц до 3 ГГц, что достаточно при изучении ферритов со структурой шпинели.

Экспериментальные образцы, используемые при исследовании магнитной проницаемости, представляют собой шайбу с наружным диаметром c , который должен быть менее 20.0 мм, внутренним диаметром b , который должен быть менее 3.1 мм, и высотой h , которая не должна превышать 8.5 мм. Эскиз образца показан на рис. 2.

Исследование диэлектрической проницаемости проводят на образцах в форме параллелепипеда. Размеры его предусматривают равносторонний квадрат в основании со стороной не более 30 мм и толщиной не более 4 мм. Эскиз показан на рис. 3.

В результате проведенных исследований были получены экспериментальные спектры частотных зависимостей тангенса угла потерь $\tan \delta$,

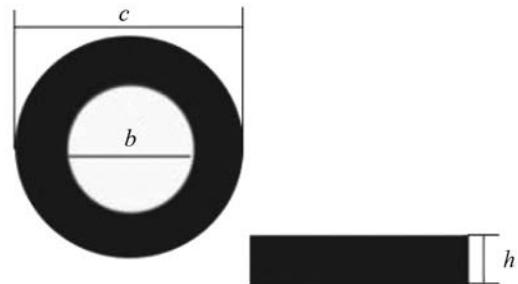


Рис. 2. Образец для измерения магнитной проницаемости.



Рис. 3. Образец для измерения диэлектрической проницаемости.

действительной и мнимой магнитной и диэлектрической проницаемости композитного материала на основе феррита со структурой шпинели (рис. 4).

Из полученных экспериментальных данных частотной зависимости диэлектрической проницаемости феррошпинели, следует, что диэлектрические потери мало изменяются во всем диапазоне частот, в котором исследовался материал. Эффективная составляющая диэлектрической проницаемости с ростом частоты уменьшается, но остается в диапазоне 5.0–4.5, что можно считать достаточно стабильным значением во всем диапазоне частот.

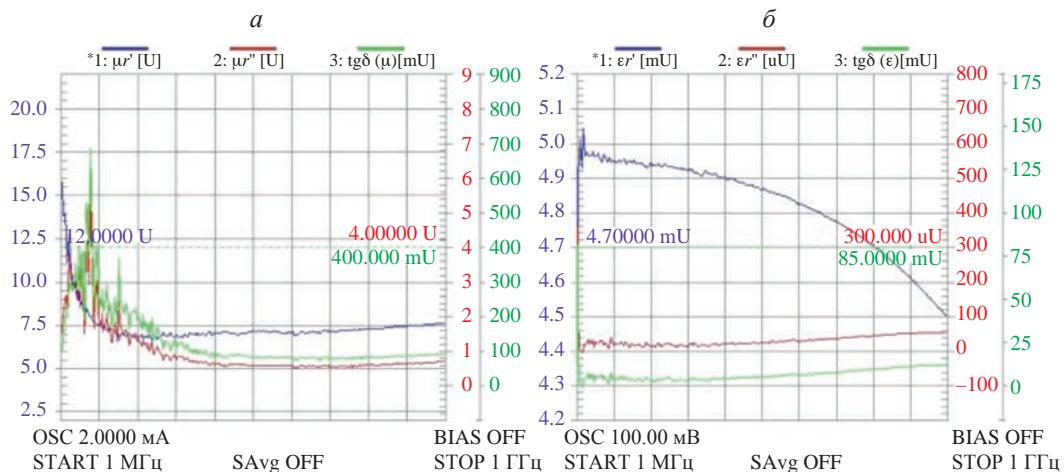


Рис. 4. Частотная зависимость магнитной (а) и диэлектрической (б) проницаемости феррошпинели.

Магнитная проницаемость исследуемого феррита со структурой шпинели имеет достаточно стабильное значение около 7.5. Исключение составляют частоты в непосредственной близости к началу мегагерцового диапазона, где магнитная проницаемость постепенно уменьшается. Во всем диапазоне частот исследования магнитные потери также остаются примерно постоянными за исключением области единиц МГц.

Значения магнитной и диэлектрической проницаемости исследуемого композитного материала, находящиеся в области 4–8, можно считать вполне близкими.

Для дальнейшей характеристики исследуемого материала необходимо было провести экспериментальную оценку того, при каких частотах феррит ведет себя стабильно, и при каких возникают потери. Результаты таких работ, представленные на рис. 5, показывают, что отражение падающей волны уменьшается до -11 дБ. Это видно по радиопараметрам $S11$, $S22$. Для создания композиций использовался технический парафин, в котором распределялся феррит. Парафин расплавлялся, и феррит добавлялся в расплав. Пока смесь была жидкой, она тщательно перемешивалась до момента полного застывания. Получались образцы двух видов для измерений в коаксиале и для исследований при действии свободно падающей волны, нанося образец на металлическую подложку. Результаты измерений радиопараметров $S12$, $S21$ показывают, что волна проходит через испытуемый образец. Независимо от направления прохождения волны от портов 1 и 2, результатирующий сигнал оставался на уровне -70 ... -80 дБ.

Эти экспериментальные измерения проведены с помощью СВЧ-анализатора цепей PNA-X. S -параметры измерялись как в постоянном, так и в импульсном режиме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и исследован новый композиционный материал на основе феррита со структурой

шпинели $[(\text{NiCuZn})\text{OMnO}_2]\text{Fe}_2\text{O}_3$. Приведены результаты исследования магнитной и диэлектрической проницаемостей материала. Установлено, что синтезированный материал обладает низкими значениями магнитной и диэлектрической проницаемости в диапазоне частот от 1 МГц до 3 ГГц. В диапазоне частот до 1 ГГц значения действительных частей магнитной и диэлектрической проницаемости остаются близкими друг к другу, имея значения от 4.5 до 7.5. Дальнейшие модификации синтезированного феррита на основе шпинели могут сделать возможным его использование в различных устройствах, требующих использования импедансносогласованных материалов. Также показано, что естественный ферромагнитный резонанс и изменения в магнитной проницаемости материалов наблюдаются в диапазоне не менее чем 11.5 ГГц. Поглощение композиционным материалом наблюдалось при измерении радиопараметра $S11$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ullah M.A., Keshavarz R., Abolhasa M. et al.* // IEEE Access. 2022. V. 10. P. 17231.
2. *Zheng W., Ye W., Yang P. et al.* // Molecules. 2022. V. 27. No. 13. P. 4117.
3. *Cheng J., Zhang H., Ning M. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2022. V. 32. No. 23. Art. No. 2200123.
4. Серебрянников С.В., Серебрянников С.С., Долго А.И. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1264; *Serebryannikov S.V., Serebryannikov S.S., Dolgo A.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1047.
5. *Vinnik D.A., Zhivulin V.E., Sherstyuk D.P. et al.* // Mater. Today Chem. 2021. V. 20. Art. No. 100460.
6. *Hill M.D., Polisetty S., Griffith C.M. Composite hexagonal ferrite materials.* Patent US109950034B2. 2017.
7. *Mathews S.A., Babu D.R* // Curr. Appl. Phys. 2021. V. 29. P. 39.

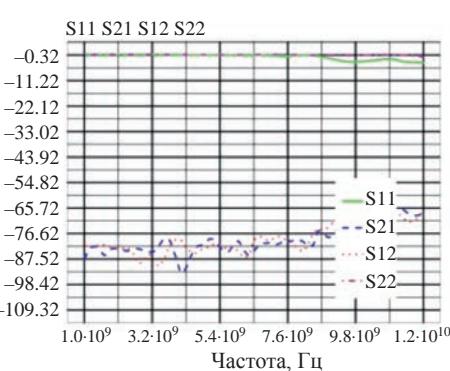
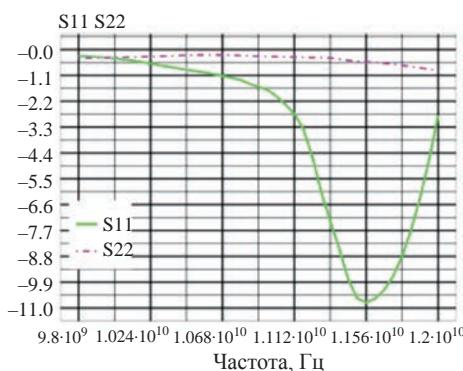


Рис. 5. Частотная зависимость S -параметров при воздействии высокочастотного сигнала.

8. Krown C.M. // IEEE Trans. Microw. Theory Techn. 2022. V. 70. No. 4. P. 2087.
9. Matysin S.M., Hock K.M., Liu L. et al. // J. Appl. Phys. 2003 V. 94 P. 1146.
10. Телегин А.В., Сухоруков Ю.П., Бебенин Н.Г. // ЖЭТФ. 2020. Т. 158. № 6. С. 1118; Telegin A.V., Sukhorukov Y.P., Bebenin N.G. // JETP. 2020. V. 131. P. 970.
11. Kuroda S., Yamaura T., Iga A., Okayama K. Antenna apparatus. Patent US7482977B2. 2004.
12. Barba-Juan A., Mormeneo-Segarra A., Vicente N. et al. // J. Amer. Ceram. Soc. 2022. V. 105. No. 4. P. 2725.
13. Розанов К.Н., Старостенко С.Н. // Радиотехн. и электрон. 2003. Т. 48. С. 715.
14. Caratelli D., Al-Rawi A., Song J., Favreau D. // Microwave J. 2020. V. 63. No. 2. P. 36.
15. Sato-Akaba H., Tseytlin M. // J. Magn. Res. 2019. V. 304. P. 42.
16. Yoshikawa H., Hiramatsu N., Uchimura H., Yonehara M. // Electron. Commun. Japan. 2021. V. 104. No. 2. Art. No. e12309.
17. Серебрянников С.В., Черкасов А.П., Серебрянников С.С., Костин П.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 8. С. 1030; Serebryannikov S.V., Cherkasov A.P., Serebryannikov S.S., Konshin P.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 8. P. 928.
18. Mahalakshmi S., Jayasri R., Nithiyanathan S. et al. // Appl. Surface Sci. 2019. V. 494. P. 51.
19. Qin M., Zhang L., Wu H. // Adv. Science. 2022. V. 9. No. 10. Art. No. 2105553.
20. Gonçalves J.M., de Faria L.V., Nascimento A. et al. // Analyt. Chim. Acta. 2022. V. 1233. Art. No. 340362.
21. Белоус А.И., Марданов М.К., Шведов С.В. СВЧ-электроника в системах радиолокации связи. Технологическая энциклопедия. Кн. 1. М.: Техносфера, 2021.
22. Родионов С.А., Мерзликин А.М. // ЖЭТФ. 2022. Т. 161. № 5. С. 702; Rodionov S.A., Merzlikin A.M. // JETP. 2022. V. 134. No. 5. P. 600.
23. Wang J., Lou J., Wang J.F. et al. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2022. V. 55. No. 30. Art. No. 303002.
24. Serebryannikov S.V., Cherkasov A.P., Serebryannikov S.S. et al. // Proc. SPIE. 2018. V. 10800. Art. No. 108000J.
25. Шипко М.Н., Коровушкин В.В., Костшин В.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 2. С. 232; Shipko M.N., Korovushkin V.V., Kostishin V.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 2. P. 203.
26. Nikolaei E.V., Lysenko E.N., Bobuyok S., Surzhikov A.P. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 4. P. 549.
27. Al-Onaizan M.H., Ril' A.I., Semin A.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. S1. P. S122.

Impedance-matched ceramic materials based on ferrospinels

S. V. Serebryannikov¹, * A. V. Dolgov¹, S. S. Serebryannikov¹, V. G. Kovalchuk¹,
A. M. Belevtsev², I. K. Epaneshnikova², V. L. Kryuchkov²

¹National Research University “MPEI”, Moscow, 111250, Russia

²Moscow Aviation Institute (National Research University), Moscow, 121552, Russia

* e-mail: SerebriannikSV@mpei.ru

We studied the frequency spectra of the dielectric and magnetic permittivity, as well as the dielectric and magnetic losses of ferrospinels made by sintering by solid-phase reaction from the initial reagent $[(\text{NiCuZn})\text{OMnO}_2]\text{Fe}_2\text{O}_3$. We considered various systems of ferrites with a sign-varying temperature coefficient of magnetic saturation. Such systems are of practical interest for use in devices that require impedance matching, while at the same time providing stability magnetization in the specified temperature range (from -40 to 100 °C), which can vary by no more than 5%. The results of studying ferrospinels in the frequency ranges from 1 MHz to 3 GHz are discussed.

Фундаментальные вопросы и приложения физики атомного ядра

Редакторы тематического выпуска
канд. физ.-мат. наук **А. К. Власников**,
канд. физ.-мат. наук **К. А. Стопани**

ВОЗМОЖНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ПО ПОПЕРЕЧНОМУ ИМПУЛЬСУ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ И ДЕЙТРОН-ДЕЙТРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ NICA

© 2024 г. А. Галоян¹, *, А. Рибон², В. Ужинский¹

¹ Международная межправительственная организация

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

² Европейская организация для ядерных исследований, Женева, Швейцария

* E-mail: galoyan@lxmx00.jinr.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучены двухчастичные корреляции по поперечному импульсу (P_T) в протон-протонных и дейtron-дейtronных взаимодействиях при энергии в системе центра масс NN-соударений 10 ГэВ. Рассмотрены P_T корреляции между Λ -гиперонами и анти Λ -гиперонами, K -, π -мезонами и протонами в моделях Geant4 FTF и Pythia 6.4. Показано, что P_T корреляции Λ -гиперонов со странными частицами в протон-протонных взаимодействиях в модели FTF сильнее, чем в модели Pythia. Двухчастичные P_T корреляции могут быть изучены на эксперименте NICA SPD. Изучение двухчастичных корреляций может помочь выяснению механизма фрагментации кварк-глюонных струн.

DOI: 10.31857/S0367676524110162, EDN: FKGMQF

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, на будущем ускорительном комплексе NICA (Дубна, Россия) предполагается осуществить эксперимент SPD – Spin Physics Detector, с помощью которого предполагается изучить взаимодействия поляризованных протонных и дейtronных пучков с протонами и дейtronами. Использование поляризованных пучков дает возможность не только исследовать спиновые явления, но и изучить глюонную структуру в поляризованных и неполяризованных частицах. Задачи этого направления подробно обсуждаются в работах [1, 2]. До достижения планируемых энергий и интенсивностей пучков предполагается осуществление обширной программы исследований [3, 4]. В частности, изучение спиновых эффектов в упругих взаимодействиях и в рождении гиперонов, изучение многокварковых корреляций, ди-барионных резонансов, эксклюзивных реакций, рождения чармовых частиц при низких энергиях и вблизи порога. Мы полагаем, что в эксперименте NICA SPD также могут быть исследованы двухчастичные корреляции по поперечному импульсу.

Корреляции между потоками частиц (или струями) наблюдались в адрон-адронных соударениях и в процессах e^+e^- -аннигиляции. Хорошо известно,

что в указанных взаимодействиях рождаются струи при сверхвысоких энергиях. Одни из первых данных по рождению струй в e^+e^- -аннигиляциях были получены на установке TASSO в 1980-х годах [5]. В результате восстановления струй было определено, что рожденные частицы концентрируются в трех группах, т.е. в трех струях. В настоящее время в адронных взаимодействиях выделение струй хорошо отложено (см., например, Kt -алгоритм, анти Kt -алгоритм в [6, 7]). Выделив струю, можно определить ее характеристики – фрагментационные функции, корреляции и декорреляции струй и т.д. Хуже обстоит дело при изучении корреляций мягких частиц с малыми поперечными импульсами (P_T). В последнее время здесь часто рассматривают трехмерные графики азимутальных корреляций. Недавно в этом направлении была опубликована работа коллаборации ALICE [8]. В этой работе исследовались корреляции между K_S^0 -мезонами, и анти Λ -гиперонами с адронами в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ Тэ В. В частности, показаны корреляционные функции, как функции двух аргументов – разности псевдо-быстрых и разности азимутальных углов триггерной частицы и ассоциированных адронов. В работе также были представлены проекции корреляционных функций на ось разности углов и соответствующие расчеты

по моделям Pythia и EPOS. Было показано, что расчеты по модели Pythia недооценивают, а расчеты по модели EPOS превышают экспериментальные данные по проекциям корреляций. Как было отмечено выше, эти корреляции исследовались во взаимодействиях адронов при сверхвысоких энергиях.

Мы предложили в [3] метод анализа двухчастичных P_T -корреляций, который может быть применен при изучении взаимодействий частиц при относительно низких энергиях, например при энергиях NICA. В настоящей работе рассмотрены двухчастичные P_T -корреляции, например между странными и нестранными частицами, основанные на этом методе, в протон-протонных взаимодействиях, предсказываемые в модели Geant4 Fritiof (сокращенно FTF [9]) и в известной модели Phytia 6 [10]. Отметим, что модель FTF удовлетворительно описывает спектры странных [11] и чармовых [12] частиц, рожденных в протон-протонных взаимодействиях.

В данной работе также представлены двухчастичные P_T -корреляции в дейтрон-дейтронных взаимодействиях, рассчитанные по модели FTF, и дано сравнение с корреляциями в протон-протонных взаимодействиях.

МЕТОД ИЗУЧЕНИЯ ДВУХЧАСТИЧНЫХ P_T -КОРРЕЛЯЦИЙ

Наш метод во многом мотивирован изучением струй при сверхвысоких энергиях. Выделим, например, вместо струи частицу определенного типа, как триггерную частицу. Далее рассмотрим корреляцию поперечного импульса триггерной частицы с поперечным импульсом ассоциированной частицы, т.е. частицы, рожденной в одном и том же событии с триггерной частицей. В общем случае корреляционная функция зависит от 4 переменных:

$$C\left(\vec{P}_T^{\text{tr}}, \vec{P}_T^{\text{as}}\right) = \frac{1}{N_{\text{tr}}} \frac{dN(\text{tr}, \text{as})}{d^2 P_T^{\text{tr}} d^2 P_T^{\text{as}}},$$

где N_{tr} – число событий с триггерной частицей, $N(\text{tr}, \text{as})$ – число пар, состоящих из триггерной и ассоциированной частиц, \vec{P}_T^{tr} – поперечный импульс триггерной частицы, \vec{P}_T^{as} – поперечный импульс ассоциированной частицы. С учетом азимутальной симметрии взаимодействий неполяризованных частиц остается зависимость корреляционной функции от 3 независимых переменных. В качестве этих переменных мы предлагаем использовать модуль поперечного импульса триггерной частицы \vec{P}_T^{tr} , проекцию поперечного импульса ассоциированной частицы \vec{P}_T^{as} на поперечный импульс триггерной частицы и компоненту поперечного импульса ассоциированной частицы, перпендикулярную \vec{P}_T^{tr} .

В наших расчетах в качестве триггерной частицы мы рассматривали Λ -гипероны,

а ассоциированными частицами – анти Λ -гипероны, π -мезоны, K -мезоны и протоны. На рис. 1 представлен поперечный импульс Λ -гиперона и соответствующие две проекции P_T π -мезона: вдоль направления \vec{P}_T^{tr} Λ -гиперона и перпендикулярно этому направлению. Также на рис. 1 проиллюстрированы аналогичные компоненты поперечного импульса K -мезона.

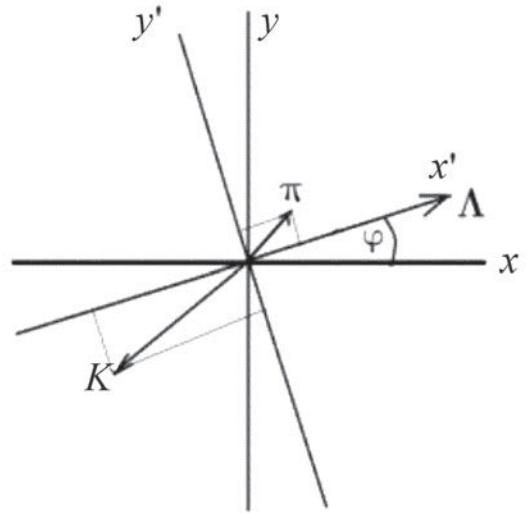


Рис. 1. Проекции поперечных импульсов π и K -мезонов на направление поперечного импульса Λ -гиперона и на направление, ортогональное ему.

Двухчастичные P_T -корреляции тесно связаны с швингеровским механизмом рождения частиц в поле цветовой струны. Он реализован во многих монте-карловских моделях. Рассмотрим, например, фрагментацию ди-кварка в Λ -частицу. В поле цветовой струны рождается пара – странный кварк и странный антикварк. Странный кварк объединяется с ди-кварком и переходит в Λ -гиперон, а странный антикварк может перейти в K -мезон. Поперечные импульсы странного кварка и странного антикварка направлены противоположно друг другу. Поэтому возникает сильная корреляция частиц. Предполагая гауссовское распределение по поперечному импульсу, нетрудно получить, что при усреднении по событиям, среднее значение скалярного произведения P_T Λ -гиперона (P_T^Λ) на P_T K -мезона (P_T^K) пропорционально квадрату поперечного импульса швингеровской пары (P_T^S), согласно формулам (1)–(3). В формулах (1), (2) P_T^{qq} – поперечный импульс ди-кварка, \vec{P}_T^q – поперечный импульс кварка.

$$\vec{P}_T^\Lambda = \vec{P}_T^{qq} + \vec{P}_T^S, \quad \vec{P}_T^K = \vec{P}_T^q - \vec{P}_T^S, \quad (1)$$

$$\vec{P}_T^\Lambda \cdot \vec{P}_T^k = -\vec{P}_T^{qq} \cdot \vec{P}_T^S + \vec{P}_T^{qq} \cdot \vec{P}_T^q - |\vec{P}_T^S|^2 - \vec{P}_T^S \cdot \vec{P}_T^q, \quad (2)$$

$$\langle \vec{P}_T^\Lambda \cdot \vec{P}_T^k \rangle = \sim - |\vec{P}_T^S|^2. \quad (3)$$

Таким образом, исследование корреляций между поперечными импульсами частиц дает возможность проверить швингеровский механизм рождения частиц.

АНАЛИЗ ДВУХЧАСТИЧНЫХ P_T -КОРРЕЛЯЦИЙ

Для анализа P_T -корреляций Λ -гиперонов с ассоциированными частицами мы сгенерировали по 10^6 протон-протонных взаимодействий при энергии в системе центра масс NN-соударений равном 10 ГэВ по моделям Geant4 FTF и Pythia. Далее, мы выбирали события, в которых рождается Λ -гиперон и определяли азимутальный угла вылета Λ -гиперона — $\phi = \arctg P_{T,y}^\Lambda / P_{T,x}^\Lambda$. Угол ϕ мы рассматриваем, как угол поворота координатных осей x и y . В новой координатной системе (x' , y') находим компоненты поперечных импульсов ассоциированных частиц — π -, K -мезонов, p и анти Λ -гиперонов.

$$\begin{aligned} P_{T,x'}^{\text{as}} &= P_{T,x}^{\text{as}} \cos \phi + P_{T,y}^{\text{as}} \sin \phi, \\ P_{T,y'}^{\text{as}} &= -P_{T,x}^{\text{as}} \sin \phi + P_{T,y}^{\text{as}} \cos \phi \end{aligned} \quad (4)$$

Очевидно, что в новой координатной системе для Λ -гиперонов $P_{T,y'}^{\text{as}} = 0$, а $|P_{T,x'}^{\text{as}}| = P_{T,x}^{\text{as}}$. Далее мы рассматривали корреляции между новыми компонентами импульсов ассоциированных частиц и Λ -гиперонов. Далее, для упрощения формул и графического представления, мы опускаем подстрочный символ T , апострофы новых компонент импульсов частиц x , y . В табл. 1. приводятся

множественности рожденных Λ -гиперонов и ассоциированных частиц в протон-протонных соударениях, сгенерированных по моделям FTF и Pythia. Как видно, в модели Pythia рождается больше Λ -гиперонов и ассоциированных частиц, чем в модели FTF. Это может быть связано с тем, что в модели FTF учитываются дифракционные процессы, а в расчетах по модели Pythia их нет. В табл. 1. также представлены средние значения по импульсу P_x и по квадрату импульса P_y Λ -гиперонов и ассоциированных частиц — $\langle P_x \rangle$, $\langle P_y^2 \rangle$. Средние значения импульсов P_x ассоциированных частиц отрицательные величины, что является следствием корреляции между Λ -гиперонами и этими частицами. Причем средние значения $\langle P_x \rangle$ для странных частиц больше смещены в отрицательную область, чем для π -мезонов и протонов, т.е. имеет место более сильная корреляция между Λ -гиперонами и странными частицами, чем между Λ -гиперонами и нестранными частицами. Отметим, что модуль средних значений $\langle P_x \rangle$ для протонов больше, чем для π -мезонов, т.е. π -мезоны наименее слабо скоррелированы с Λ -гиперонами по сравнению с другими адронами. Это и видно на рис. 2, где представлены зависимости средних импульсов $\langle P_x \rangle$ ассоциированных частиц (анти Λ -, p , K^+ , K^- , π^+ , π^-) от поперечных импульсов Λ -гиперонов. На рис. 2 для анти Λ -барионов и K^+ -мезонов наблюдается большее смещение среднего $\langle P_x \rangle$ в отрицательную область с ростом поперечного импульса импульсов Λ -гиперонов в модели FTF, чем в модели Pythia. То же самое выполняется и для K^0 -мезонов, согласно [3]. Для протонов имеет место обратная ситуация. Средний импульс $\langle P_x \rangle$ протонов меньше смещается в отрицательную область импульсов с ростом поперечного импульса Λ -гиперонов в модели FTF, чем в модели Pythia. Совсем слабые корреляции наблюдаются между P_x Λ -гиперонов

Таблица 1. Множественности рожденных Λ -гиперонов и ассоциированных частиц в 10^6 протон-протонных соударениях, сгенерированных по моделям FTF и Pythia, и средние значения продольных (P_x) и квадратов поперечных (P_y^2)-импульсов этих частиц в новой координатной системе в единицах МэВ и (МэВ/с) 2 соответственно

Generator	Λ	анти Λ -	K^+	K^-	K^0	π^+	π^-	π^0	p
FTF	N								
	47681	1779	28759	3208	25783	104301	68512	106523	33962
Pythia	N								
	100281	2493	63346	8963	61316	240091	162113	226252	66935
FTF	$\langle P_x \rangle$								
	612	-169	-151	-92	-168	-53	-56	-39	-73

Таблица 1. Окончание

Generator	Λ	анти Λ -	K^+	K^-	K^0	π^+	π^-	π^0	p
Pythia	$\langle P_x \rangle$								
	613	-84	-90	-91	-83	-59	-61	-57	-124
FTF	$\langle P_y^2 \rangle$								
	0	140	117	111	115	73	73	65	127
Pythia	$\langle P_y^2 \rangle$								
	0	196	160	138	156	99	99	92	208

и $\langle P_x \rangle$ π -мезонов. Зависимости $\langle P_x \rangle$ для π -мезонов от поперечного импульса Λ -гиперонов в FTF и Pythia практически одинаковы с учетом статистических ошибок. Таким образом, можно заключить, что в модели FTF имеет место более сильная корреляция между Λ -гиперонами и странными частицами, чем в модели Pythia. Протоны менее скоррелированы с Λ -гиперонами в расчетах по модели FTF, чем в модели Pythia. Какие расчеты близки к реальности, могут показать измерения

двухчастичных P_T корреляций в эксперименте SPD/NICA.

Для анализа двухчастичных P_T -корреляций вдейtron-дейtronных взаимодействиях были сгенерированы 10^6 дейtron-дейtronных событий при энергии в системе центра масс NN-соударений 10 ГэВ в модели FTF. Далее мы выделяли события с Λ -гиперонами. В выделенных событиях совершили переход в новую координатную систему, аналогично протон-протонным взаимодействиям. Рассмотрим

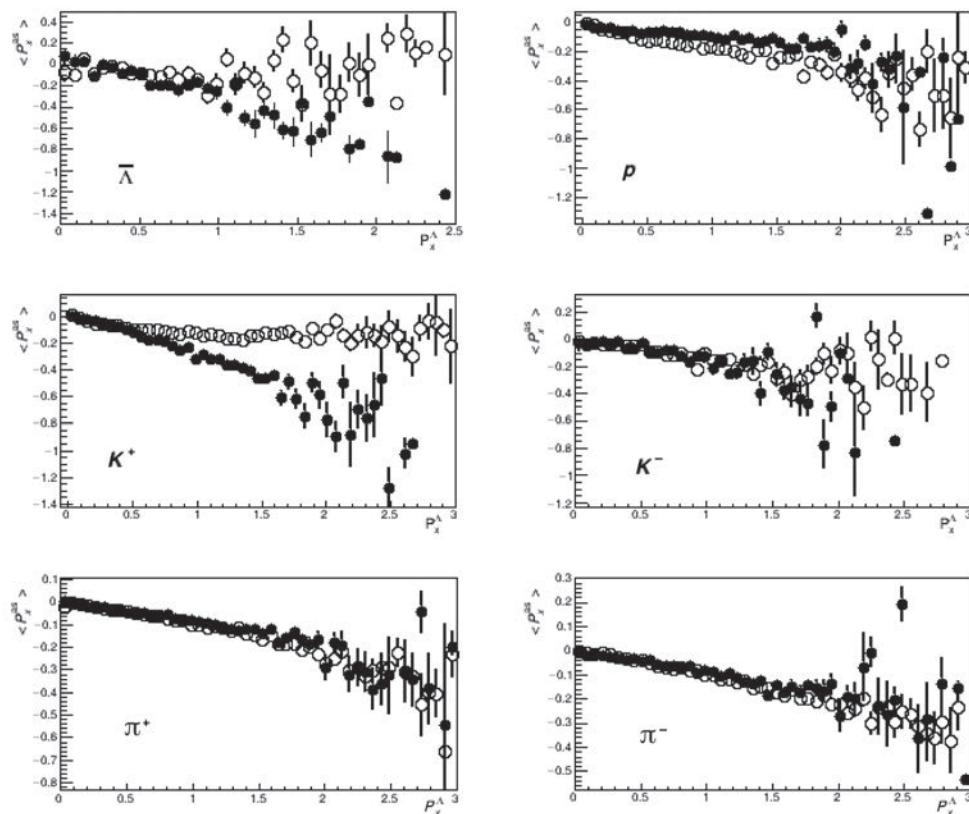


Рис. 2. Зависимости средних значений продольных компонент импульсов ассоциированных частиц (анти Λ -, протон, K^+ , K^- , π^+ , π^-) в новой координатной системе от поперечного импульса Λ -гиперона для протон-протонных взаимодействий при энергии в системе центра масс NN-соударений $\sqrt{S} = 10$ ГэВ. Представлены расчеты по модели FTF (•) и по модели Pythia (○) с учетом статистических ошибок.

корреляции между поперечными компонентами импульсов ассоциированных частиц и поперечными импульсами Λ -барионов (триггерной частицы) в дейtron-дейtronных взаимодействиях. На рис. 3 представлены зависимости средних значений $\langle P_x \rangle$ ассоциированных частиц (анти Λ -, K^0 , K^+ , K^- , π^+ , π^-) и P_x Λ -гиперонов в дейtron-дейtronных и протон-протонных взаимодействиях. Как видно, корреляции между поперечными компонентами импульсов ассоциированных частиц и P_x Λ -гиперонов практически совпадают в дейtron-дейtronных и протон-протонных столкновениях, если учесть статистические ошибки расчетов.

Не менее интересны дисперсии распределений по P_y ассоциированных частиц. В табл. 1. приведены дисперсии значений P_y ассоциированных частиц. Дисперсии $\langle P_y^2 \rangle$ зависят от масс частиц, что подтверждается экспериментальными данными. Согласно табл. 1, дисперсии $\langle P_y^2 \rangle$, рассчитанные

по модели Pythia, для большинства рожденных частиц выше, чем в расчетах по модели FTF. На рис. 4 представлены зависимости дисперсий протонов, K^0 , π^+ , π^- мезонов для протон-протонных взаимодействий, рассчитанные по моделям Pythia и FTF, как функции от P_x Λ -гиперонов. Видно, что средние квадраты импульсов зависят от масс ассоциированных частиц: чем массивнее частица, тем больше ее дисперсия $\langle P_y^2 \rangle$. Это обусловлено введением Mt -скейлинга в модели FTF, где Mt – поперечная масса частиц. В целом скейлинг выполняется для всех рассматриваемых частиц. Однако его нарушение при больших P_T -триггерных частиц ($P_T > 1.5$ ГэВ/с) нуждается в описании. Также отметим существенное различие расчетов по Pythia и FTF. Дисперсии P_y ассоциированных частиц в зависимости от P_x Λ -барионов, рассчитанные по Pythia, больше, чем в модели FTF. Это упоминалось и в работе [13]. Возможно, это различие

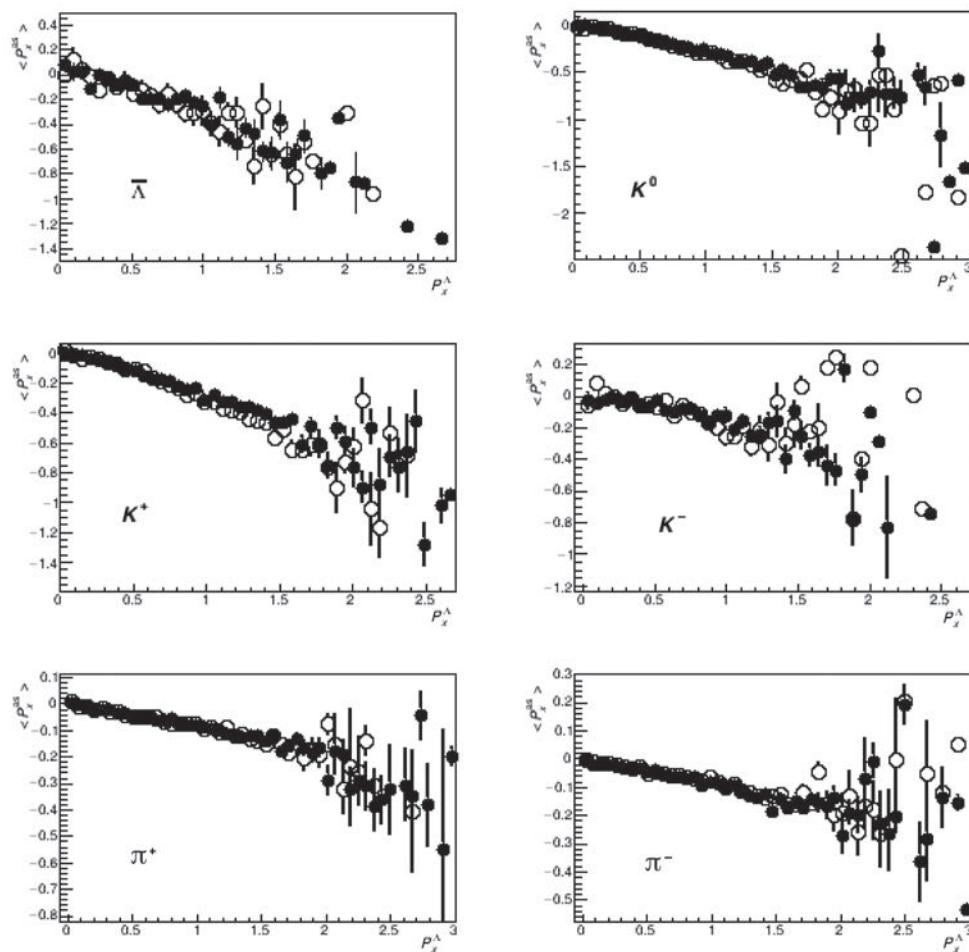


Рис. 3. Зависимости средних значений продольных компонент импульсов ассоциированных частиц (анти Λ -, K^0 , K^+ , K^- , π^+ , π^-) в новой координатной системе от поперечного импульса Λ -гиперона в дейtron-дейtronных (○) и протон-протонных взаимодействиях (●) при энергии в системе центра масс NN-соударений $\sqrt{S} = 10$ ГэВ. Представлены расчеты по модели FTF с учетом статистических ошибок.

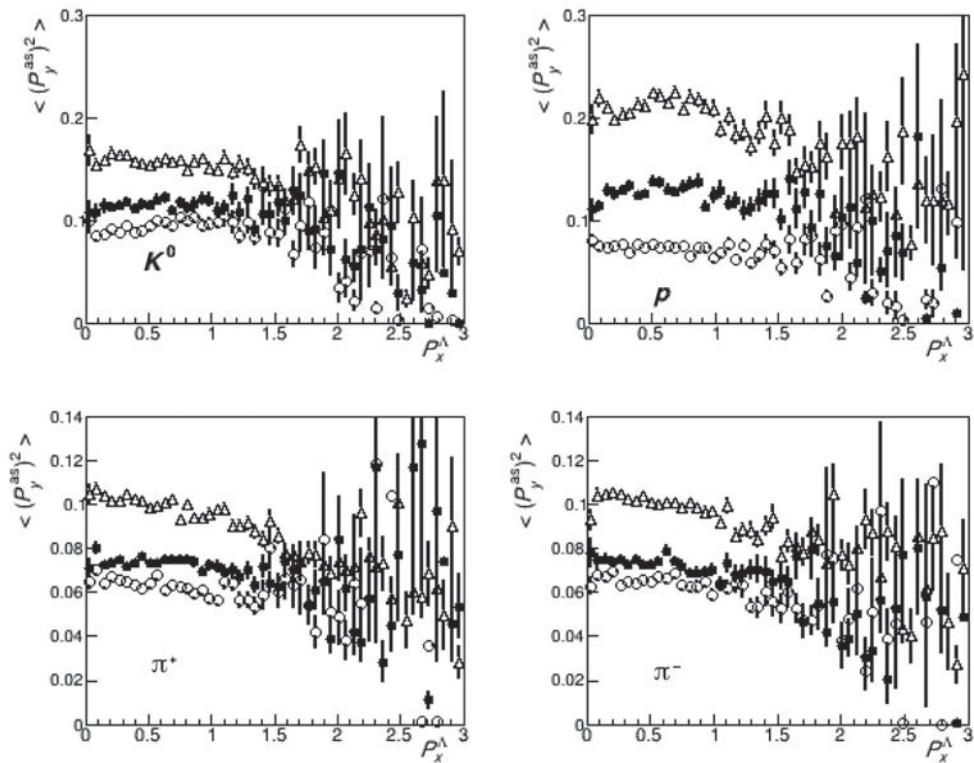


Рис. 4. Зависимости средних значений квадратов поперечных компонент импульсов ассоциированных частиц (K^0 , протон, π^+ , π^-) в новой координатной системе от поперечного импульса Λ -гиперона для протон-протонных взаимодействий в моделях Pythia (Δ), и FTF (\bullet) и для дейtron-дейtronных взаимодействий (\circ) при энергии в системе центра масс NN-содарений $\sqrt{S} = 10$ ГэВ. Расчеты представлены с учетом статистических ошибок.

можно устранить тонкой настройкой параметров моделей. Мы, однако, полагаем, что в больших значениях дисперсий P_y , рассчитанных по модели Pythia, проявляется учет жестких процессов. В модели FTF жестких соударений нет.

На рис. 4 также показаны зависимости дисперсий P_y ассоциированных частиц от P_x Λ -гиперонов для дейtron-дейtronных взаимодействий, рассчитанные по модели FTF. Для ассоциированных частиц дисперсии поперечной компоненты импульса для протон-протонных взаимодействий больше, чем для дейtron-дейtronных событий. Это можно объяснить тем, что в дейtron-дейtronных взаимодействиях могут быть помимо однократных соударений также многократные взаимодействия. Дисперсии поперечных компонент импульсов приблизительно постоянны до P_x Λ -частиц порядка 1.5 ГэВ/с, как для протон-протонных, так и для дейtron-дейtronных взаимодействий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы обнаружили, что широко применяемые в физике высоких энергий монте-карловские модели FTF и Pythia предсказывают сильные двух частичные P_T -корреляции между странными

частицами в протон-протонных взаимодействиях. Модели FTF и Pythia дают различные предсказания для этих корреляций. FTF предсказывает более сильные корреляции между поперечными компонентами импульсов странных частиц, чем модель Pythia. Мы полагаем, что эти различия связаны с различными вариантами струнных моделей фрагментации струн, используемых в FTF и Pythia. Согласно расчетам по модели FTF, корреляции между импульсами P_x ассоциированных адронов в новой координатной системе и поперечными импульсами Λ -гиперонов в дейtron-дейtronных взаимодействиях практически совпадают с аналогичными корреляциями в протон-протонных взаимодействиях. Согласно расчетам по модели FTF, значения дисперсий P_y ассоциированных частиц в зависимости от P_x Λ -гиперонов в новой координатной системе для дейtron-дейtronных взаимодействий меньше, чем для протон-протонных взаимодействий.

Мы полагаем, что детальное изучение двух частичных P_T -корреляций в эксперименте SPD/NICA позволит улучшить модели, широко используемые в физике высоких энергий.

Авторы благодарны сотрудникам вычислительного комплекса HybriLIT ОИЯИ за содействие в инсталляции программ и проведении расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arbuzov A., Baccheta A., Butenschoen M. et al.* // *Progr. Part. Nucl. Phys.* 2021. V. 119. Art. No 103858.
2. *Arbuzov A., Baccheta A., Butenschoen M. et al.* // arXiv: 2011.15005. 2020.
3. *Abramov V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // *Phys. Part. Nucl.* 2021. V. 52. P. 1044.
4. *Abramov V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // arXiv: 2102.08477. 2021.
5. *Wu Sau Lan* // *Phys. Reports.* 1984. V. 107. P. 59.
6. *Cacciari M., Salam G.P., Soyez G.* // *JHEP.* 2008. V. 04. P. 063.
7. *Cacciari M., Salam G.P., Soyez G.* // *Eur. Phys. J. C.* 2012. V. 72. P. 1896.
8. *ALICE Collaboration.* // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81. P. 945
9. *Geant4 Collaboration (Allison J. et al.)* // *Nucl. Instrum. Meth. A.* 2016. V. 835. P. 186.
10. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P.Z.* // *JHEP.* 2006. V. 05. P. 026.
11. Ужинский В.В., Галоян А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 8. С. 1135; *Uzhinsky V., Galoyan A.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No 8. P. 1151.
12. Галоян А.С., Гришин В.М., Рибон А., Ужинский В.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 8. С. 1125; *Galoyan A., Grichine V.M., Ribon A., Uzhinsky V.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No. 8. P. 1143.
13. *Galoyan A., Ribon A., Uzhinsky V.* // *Physics.* 2023. V. 5. No. 3. P. 823.

Possible study of two-particle transverse momentum correlations in proton-proton and deuteron-deuteron interactions at NICA energies

A. Galoyan¹ *, A. Ribon², V. Uzhinsky¹

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia

²European Organization for Nuclear Research, Geneva, CH-1211, Switzerland

* e-mail: galoyan@lxml00.jinr.ru

Two particle transverse momentum correlations have been investigated for proton-proton and deuteron-deuteron interactions at center-of-mass energy of NN collisions of 10 GeV. The correlations between Λ -hyperons and K -, π - mesons and protons are calculated in Geant4 FTF and Pythia 6.4 models. It is shown that P_T -correlations between Λ -hyperons and strange particles are stronger in the FTF model than in Pythia one. The two particle P_T -correlations can be studied at NICA SPD experiment. A study of the two particle correlations can help to clarify the mechanism of quark-gluon string fragmentation.

УДК 539.172.13

АНАЛИЗ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОТОН-ПРОТОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В РЕАКЦИИ $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$

© 2024 г. А. А. Каспаров¹, М. В. Мордовской¹, В. В. Мицук^{1, *},
В. М. Лебедев², А. В. Спасский²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

«Институт ядерных исследований Российской академии наук», Москва, Россия

²Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

³Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скobelцына, Москва, Россия

* E-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Рассмотрена процедура извлечения из экспериментальных данных величины энергии виртуального синглетного протон-протонного состояния. Из сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования получено предварительное значение величины E_{pp} в реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ при энергии дейtronов 15.3 МэВ.

DOI: 10.31857/S0367676524110179, EDN: FKGIIJ

ВВЕДЕНИЕ

Важной задачей для современной ядерной физики является изучение нарушения зарядовой симметрии (НЗС). Одним из отражений НЗС является различие протон-протонной (pp -) и нейtron-нейtronной (nn -) длин рассеяния. Протон-протонную длину рассеяния получают из прямого эксперимента по рассеянию протонов на водородной мишени [1]. Ввиду отсутствия чисто нейtronных мишней данные о nn -длине рассеяния получают из реакций с двумя нейtronами в конечном состоянии, например $\pi^- + d \rightarrow n + n + \gamma$ [2, 3], $d + d \rightarrow p + p + n + n$ [4] или $n + d \rightarrow n + n + p$ [5].

В недавней работе [6] было показано, что на извлекаемую величину nn -длины рассеяния может влиять взаимодействие nn -пары и третьей частицы (протон или протонная пара). Можно предположить, что аналогичное влияние на извлекаемую величину pp -длины рассеяния (или связанной с ней энергии pp -синглетного состояния) в реакциях $d + p \rightarrow p + p + n$ или $d + d \rightarrow p + p + n + n$ с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии могут оказать нейtron или нейtronная пара.

В ИЯИ РАН совместно с НИИЯФ МГУ на циклотроне У-120 в настоящее время проводятся работы по исследованию реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ при энергии дейtronов 15.3 МэВ, целью которых является исследование влияния $3N$ -сил на

величины извлекаемых низкоэнергетических характеристик pp -рассеяния – энергии виртуального состояния и синглетной длины рассеяния. Были проведены несколько пучковых сеансов, в результате которых накоплена часть необходимых экспериментальных данных, опробована процедура извлечения и анализ предварительных данных величины энергии pp -состояния.

КИНЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для определения оптимальных параметров эксперимента было проведено кинематическое моделирование реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$. Моделирование реакции проведено в два этапа. На первом этапе моделируется двухчастичная реакция $d + {}^1\text{H} \rightarrow (pp) + n$ при энергии пучка дейtronов 15.3 МэВ. Затравочная масса двухпротонной системы берется как $m_{2p} = 2m_p + \varepsilon$. Поскольку искомое значение энергии виртуального уровня в рассматриваемой реакции неизвестно, при моделировании оно бралось в широком интервале $\varepsilon = 0.2 - 0.8$ МэВ. В результате моделирования были определены оптимальные углы вылета нейтрона (38°) и pp -системы (-18°), соответствующие максимально возможным в эксперименте энергиям протонов, а также возможностям установки детекторов заряженных частиц на выходе из камеры

рассеяния. Положительным и отрицательным углам соответствуют углы вылета направо и налево от оси пучка соответственно. На втором этапе моделирования рассматривается трехчастичная реакция $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$. При этом углы регистрации нейтрона и протона, брались близкими к значениям углов вылета нейтрона и pp -системы, определенным на первом этапе моделирования ($38^\circ \pm 1.5^\circ$ и $-18^\circ \pm 2^\circ$ соответственно) [7].

Для каждого моделированного события относительная энергия системы двух протонов E_{pp} , т.е. превышение полной энергии pp -системы над ее массой, рассчитывается через кинетические энергии вторичных протонов и угол их разлета в лабораторной системе [8]. Отбор событий со значениями относительной энергии pp -системы ε в интервале $E_{pp} \pm \Gamma$ приводит к двухпиковой структуре в энергетическом спектре протонов [7]. Присутствие двух пиков в энергетическом спектре протонов объясняется тем, что в реакциях с образованием и развалом виртуального pp -состояния при условии детектирования частицы под углом близким к углу вылета pp -системы, попасть в детектор могут только частицы от развала pp -состояния, вылетающие в системе центра масс или вперед ($\sim 0^\circ$) или назад ($\sim 180^\circ$). При этом разность между энергиями в спектре зависит от энергии pp -состояния.

Проведенное кинематическое моделирование демонстрирует, что при определенных кинематических условиях имеется прямая зависимость формы энергетического распределения «развальной» частицы от энергии квазисвязанного синглетного состояния. Поэтому сравнение энергетических спектров протонов, полученных в ходе моделирования со спектрами, полученными из эксперимента, позволит определить энергию квазисвязанного pp -состояния в трехчастичной реакции [7, 9].

В результате моделирования были установлены следующие параметры эксперимента:

- 1) Угол регистрации протона: $-18^\circ \pm 2^\circ$.
- 2) Диапазон измерения энергии протонов: 0.5 – 9 МэВ.
- 3) Угол регистрации нейтрона: $38^\circ \pm 1.5^\circ$.
- 4) Диапазон измерения энергии нейтронов: 2 – 6 МэВ.

На рис. 1 представлена экспериментальная схема, спроектированная по результатам кинематического моделирования реакции $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$.

Оцифровывание сигналов осуществляется с помощью цифрового сигнального процессора CAEN DT5720. Через буферную память DT5720 оцифрованные сигналы передаются в основной компьютер для обработки в режиме off-line.

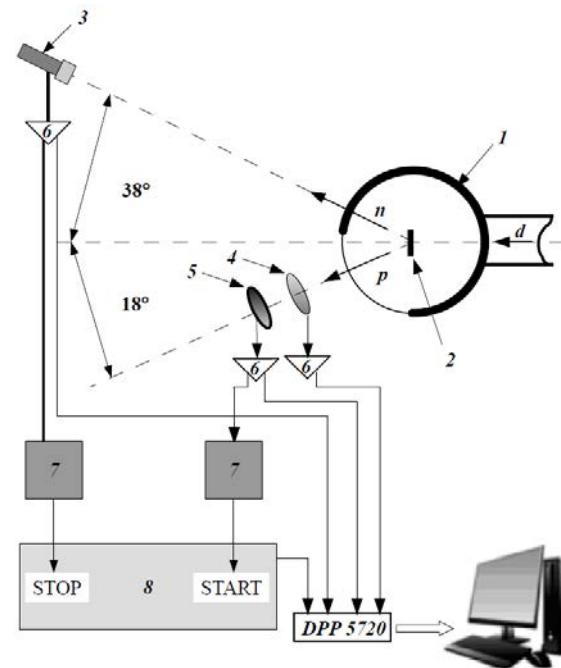


Рис. 1. Схема экспериментальной установки, спроектированная по результатам кинематического моделирования: 1 – вакуумная камера рассеяния ($\varnothing 23$ см), 2 – мишень CH_2 , 3 – нейтронный детектор на основе жидкого сцинтиллятора EJ301, 4 – кремниевый ΔE -детектор (25 мкм), 5 – кремниевый E -детектор (1000 мкм), 6 – система, включающая в себя предустановленный и/или усиленный сигнал, 7 – формирователь со следящим порогом, 8 – времязаданный преобразователь.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Накопленные в результате нескольких пучковых сеансов на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ экспериментальные данные представляют собой набор из четырех совпадающих по времени осциллограмм сигналов от детекторов заряженных частиц, нейтронов и времязаденного преобразователя (ВАП), соответствующих входам ЦСП 5720. Они составляют событие. Обработка происходит по следующему алгоритму:

- 1) В осциллограммах фиксируются параметры формы сигналов: амплитуды, длительность фронтов и спадов, площади импульсов, время возникновения сигналов с привязкой по доле амплитуды (метод формирователя со следящим порогом). Для канала, соответствующего регистрации сигналов сцинтилляционного детектора, по форме импульса в осциллограммах маркируются сигналы, предположительно отвечающие регистрации нейтрона или γ -кванта (процедура PSD, от англ. pulse shape discrimination – разделение по форме импульса) [10]. В случае нескольких сигналов в осциллограммах по калибровочным данным отбраковываются неподходящие сигналы. Из полученных таким образом данных строятся энергетические и временные спектры.

2) Отбор событий на основе анализа спектров амплитуд, времен и разниц времен сигналов от детекторов и ВАП.

3) Отбор событий с участием нейтронов от событий с участием γ -квантов. Энергия нейтронов определяется по времязпролетной методике, рас-

соответствует интервалу потерь протонов в E -детекторе от 1 до 8 МэВ. На рис. 2 также отмечены области, соответствующие некоторым фоновым реакциям: $d + p \rightarrow p + d$, $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ (г.с.) и $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{13}\text{C}$. В результате моделирования были получены величины энергий, соответствующих этим областям, что позволило использовать их для дополнительной калибровки ΔE - и E -детектора.

Дальнейшая обработка экспериментальных данных производилась по следующему алгоритму:

1) Восстановление энергий протонов, образующихся в CH_2 -мишени. Для этого было проведено моделирование прохождения протонов через все слои поглощающих слоев веществ ΔE - E -системы (мишень, выходное окно камеры рассеяния, воздух, вещество детекторов).

2) Отбор по массе и углу вылета нерегистрируемой частицы, вычисляемым по законам сохранения энергии и импульса. При этом масса недетектируемой частицы должна соответствовать массе протона, а ее угол вылета находиться в пределах $-18^\circ \pm 2^\circ$.

3) Анализ спектров восстановленных энергий регистрируемых и нерегистрируемых протонов

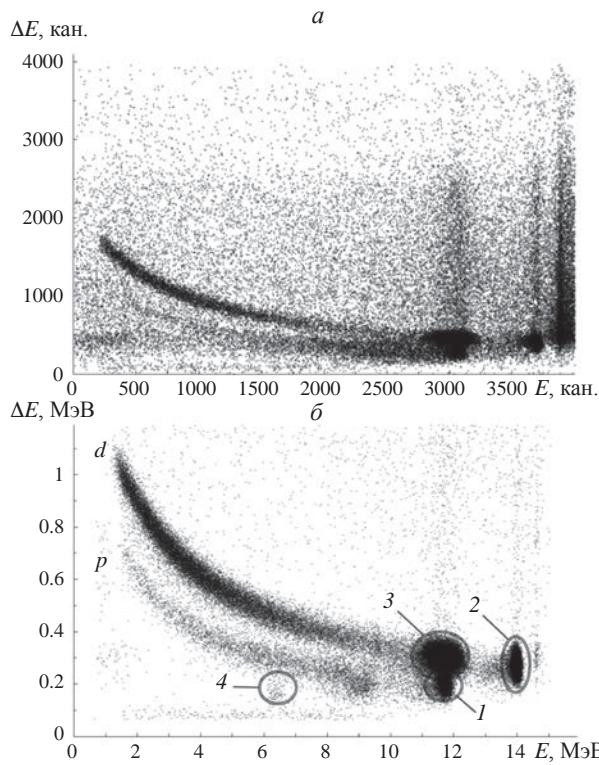


Рис. 2. ΔE - E -диаграммы, отражающие результаты эксперимента до обработки экспериментальных данных (а) и после предварительной обработки (б). Области соответствуют заряженным частицам, образовавшимся в реакциях: 1 – протонам в $d + p \rightarrow p + d$; 2 – дейtronам в $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ (г.с.); 3 – дейtronам в $d + p \rightarrow d + p$, 4 – протонам в $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{13}\text{C}$.

стояние от камеры рассеяния до детектора нейтронов составляет ~ 120 см.

4) Выделение событий, соответствующих протонам на ΔE - E -диаграмме (см рис. 2). ΔE - E -система размещена вплотную к вакуумной камере.

В результате обработки экспериментальных данных становится возможным отделить события с протонами от событий с дейtronами в конечном состоянии. Далее необходимо отобрать события с протонами в конечном состоянии в интервале энергий 0.5 – 9 МэВ. С учетом энергетических порогов детекторов и ионизационных потерь протонов в ΔE - E -системе (с учетом всем поглощающих слоев веществ на пути в детекторы) можно сделать вывод, что интересующая нас область

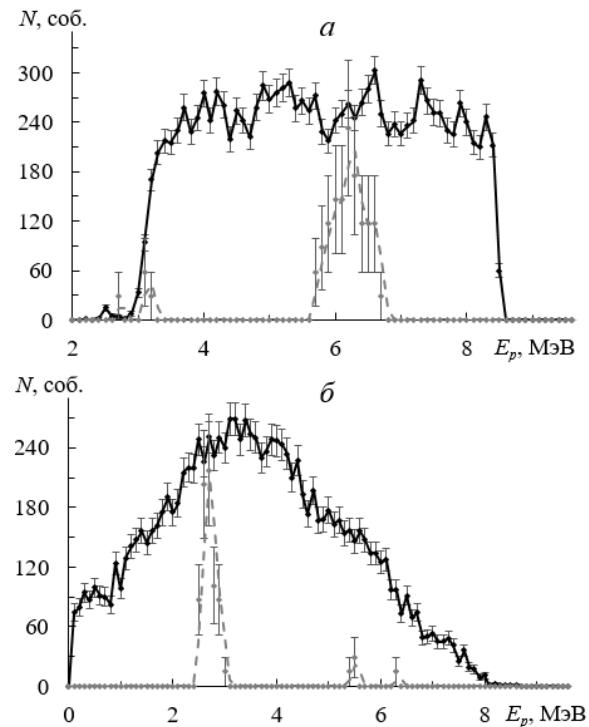


Рис. 3. Экспериментальные спектры: восстановленный экспериментальный спектр энергии протонов до (сплошная черная линия) и после (серая пунктирная линия) отбора по массе и углу вылета второй заряженной частицы (а); аналогичный восстановленный экспериментальный спектр энергии нерегистрируемой частицы (б). Спектры после отбора построены по вспомогательной оси Y .

и сравнение данных спектров с результатами моделирования.

Рассмотрим подробно пункт 3 алгоритма обработки. Из рис. 3 видно, что спектр, обозначенный сплошной линией на рис. 3а имеет выраженный пик в районе ~ 6.5 МэВ. Лишь несколько экспериментальных точек лежат в области второго пика ~ 2.5 МэВ. Это связано с тем, что протоны с энергиями менее 3 МэВ не долетают до E -детектора. Однако в энергетическом спектре второго нерегистрируемого протона наблюдается обратная ситуация, практически все события лежат области низкоэнергетичного пика. Поэтому к энергетическому спектру регистрируемых протонов можно добавить точки низкоэнергетичного пика нерегистрируемых протонов (использовать сумму этих спектров) для извлечения предварительного значения энергии pp -состояния.

На рис. 4 представлено сравнение полученного в эксперименте предварительного энергетического спектра протонов с несколькими моделями спектрами, отобранных при различных интервалах энергии pp -состояния: 100 ± 10 , 400 ± 90 и 600 ± 120 кэВ. Предварительно наилучшее согласие

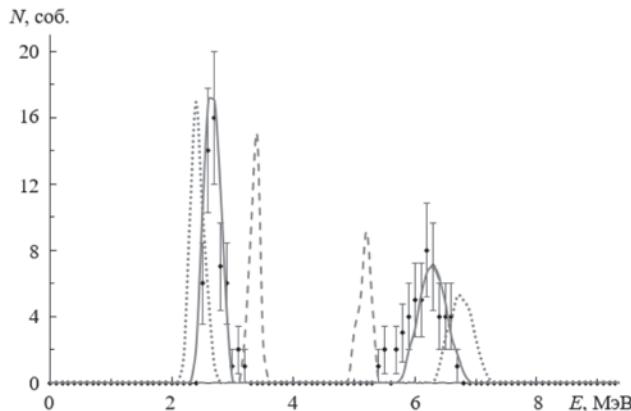


Рис. 4. Сравнение полученного предварительного экспериментального спектра протонов (точки) с моделями спектрами, отобранными при значениях $E_{pp} \pm \Gamma = 100 \pm 10$ (пунктирная линия), 400 ± 90 (сплошная линия), 600 ± 120 кэВ (точечная линия).

экспериментального спектра с моделями спектрами происходит при значении энергии виртуального синглетного pp -состояния 400 кэВ, но с достаточно большой шириной отбора $\Gamma \approx 90$ кэВ моделями отобранных событий по E_{pp} .

Сравнить полученные предварительно данные по E_{pp} можно с результатом исследовательской группы из Шанхайского института ядерных исследований, опубликованным в 1992 г. [11]. В работе исследовалась

реакция $d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$ при энергии дейтронов 15.7 МэВ и было получено среднее значение величины $E_{pp} = 450 \pm 50$ кэВ. Как результат настоящей работы, так и работы [11] не согласуются со значением величины энергии $E_{pp} \approx 510$ кэВ, которое соответствует измеренному в свободном pp -рассеянии значению длины рассеяния $a_{pp} = -7.8063 \pm 0.0026$ Фм (Институт теоретической физики Университета Неймегена, [12]). Стоит отметить, что наблюдается усиление pp -взаимодействия в конечном состоянии в реакциях $d + {}^1\text{H}$ и $d + {}^2\text{H}$. Одной из причин такого усиления может быть влияние $3N$ -сил. Для получения статистически обеспеченных данных необходимо проведение дополнительных измерений, что даст возможность однозначного и более точного извлечения величины E_{pp} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного кинематического моделирования реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ установлено, что анализ формы энергетического спектра «развальных» протонов при определенных условиях эксперимента может дать информацию о величине E_{pp} . В результате нескольких пучковых сеансов, проведенных на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ извлечена предварительная величина энергии виртуального синглетного pp -состояния $E_{pp} \approx 400 \pm 90$ кэВ в реакции $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ при энергии дейтронов 15.3 МэВ. Однако данные получены с плохой статистической значимостью, что не дает возможности на данном этапе сделать окончательный вывод.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 6 «Ядерная и радиационная физика».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stoks V.G.J., Klomp R.A.M., Terheggen C.P.F. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. No. 6. P. 2950.
2. Haddok R.P., Salter R.M., Zeller Jr. M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. No. 9. P. 318.
3. Salter R.M., Haddok R.P., Zeller M. et al. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 254. P. 241.
4. Baumer C., Frekers D., Grewe E.W. et al. // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. No. 4. Art. No. 044003.
5. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Мордовской М.В. и др. // Ядерн. физ. 2013. Т. 76. № 11. С. 1479; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Mordovskoy M.V. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. No. 11. P. 1398.
6. Конобеевский Е.С., Зуев С.В., Каспаров А.А. и др. // Ядерн. физ. 2018. Т. 81. № 5. С. 555; Konobeevski E.S., Zuyev S.V., Kasparov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. No. 5. P. 595.

7. Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Зуев С.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 4. С. 492; *Konobeevski E.S., Afonin A.A., Zuyev S.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 4. P. 378.*
8. Robson D. // Nucl. Phys A. 1973. V. 204. No. 3. P. 523.
9. Конобеевский Е.С., Афонин А.А., Каспаров А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 685; *Konobeevski E.S., Afonin A.A., Kasparov A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 530.*
10. Зуев С.В., Конобеевский Е.С., Мордовской М.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 7. С. 919; *Zuyev S.V., Konobeevski E.S., Mordovskoy M.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. V. 77. No. 7. P. 834.*
11. Ying-ji Z., Jin-qing Y., Jie Z. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. No. 2. P. 528.
12. Bergervoet J.R., van Campen P.C., van der Sanden W.A. et al. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. No. 1. P. 15.

Simulation and analysis of preliminary data of the experiment to study proton-proton correlations in the $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ reaction

А. А. Каспаров¹, М. В. Мордовской¹, В. В. Митсук¹, *, В. М. Лебедев², А. В. Спасский²

¹ Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312, Russia

² Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

* e-mail: vyacheslav.mitsuk@phystech.edu

The procedure for extracting the energy value of a virtual singlet proton-proton state from experimental data is considered. From a comparison of experimental data with simulation results, a preliminary value of E_{pp} in the $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ reaction at a deuteron energy of 15.3 MeV was obtained.

УДК 539.1.078

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКОВ ПРОТОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

© 2024 г. В. В. Петров^{1,*}, В. И. Жеребчевский¹, Н. А. Мальцев¹, С. Ю. Торилов¹,
Н. А. Прокофьев¹, Е. О. Землин¹, Д. А. Комарова¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный университет», Санкт-Петербург, Россия

* E-mail: v.petrov@spbu.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Приведены результаты исследований характеристик пучков протонов с энергией 1 ГэВ, полученные с использованием экспериментальной установки на основе телескопа пиксельных детекторов. Исследована кластерная множественность пикселей в детекторах, определены эмиттанс пучка и разрешающая способность установки в заданной геометрии.

DOI: 10.31857/S0367676524110184, EDN: FKEHSF

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день пучки заряженных частиц находят широкое применение как в фундаментальных исследованиях в ядерной физике и физике высоких энергий, так и для решения прикладных задач в области ядерной медицины, радиационного материаловедения и ядерно-физических технологий. В используемых для этих целей ускорителях созданы специальные детекторно-диагностические системы контроля и мониторинга характеристик пучков. Такие системы позволяют получить основные параметры пучка: ток, профиль, эмиттанс и играют важную роль при настройке, тестировании и последующей эксплуатации соответствующих ускорительных комплексов.

Определение параметров и характеристик пучков могут проводиться методами, которые не приводят к деградации пучка (неразрушающие методы), например с использованием электромагнитных полей или синхротронного излучения. Однако в первом случае нет возможности построить профиль пучка, а во втором случае синхротронное излучение применяется для пучков высоких энергий (>100 ГэВ) и с его помощью невозможно получить характеристики уже выведенного пучка. Поэтому в большинстве случаев используют методы, в которых происходит взаимодействие частиц пучка с детектирующими системами. В диагностических ускорительных технологиях широко применяются люминофорные или сцинтилляционные экраны

и радиохромные пленки, имеющие ряд преимуществ для визуализации пучков, но при этом происходит разрушающее воздействие на них за счет полного поглощения частиц пучка в материале детекторных слоев. Менее разрушительными являются вторично-эмиссионные датчики, которые представляют собой сетку из металлических проволочек, помещенных на пути пучка. Пространственное разрешение определяется расстоянием между проволочками, которое, как правило, составляет порядка 1 мм. Данный способ имеет также вариант с одной сканирующей проволокой, которая вводится в область, занимаемую пучком, в определенные временные промежутки. В случае медленного сканирования пространственное разрешение может доходить до 10 мкм, однако общая картина искажается за счет быстрых изменений пространственных характеристик пучка в режиме реального времени. Также для определения интенсивности и пространственных характеристик пучков используются газонаполненные ионизационные и пропорциональные камеры, пространственное разрешение которых составляет порядка нескольких сотен микрон. Помимо этого, недавно было предложено использование мониторов пучка, основанных на черенковских детекторах [1]. Разрабатываемые черенковские мониторы, в отличии от стандартных ионизационных камер и радиохромных пленок, применимы для определения дозы в условиях высокой интенсивности протонов при флэш-терапии.

Развитие ускорительных технологий предъявляет новые требования к системам диагностики и мониторинга пучков. С одной стороны, необходимо получить в течение короткого промежутка времени высокое пространственное разрешение при определении профиля пучка, а с другой стороны, оказать на него минимальное разрушающее воздействие. В данной работе для достижения этих целей предложено использовать тонкие кремниевые пиксельные детекторы (толщина 50 мкм). Они являются практически прозрачными для пучков протонов с энергиями 1 ГэВ и выше, но при этом обладают высоким пространственным разрешением. Детекторы с такими качествами дают возможность определить пространственные характеристики пучка, его интенсивность, а также проследить его эволюцию в режиме реального времени.

ПИКСЕЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Детекторные системы, построенные на основе кремниевых пиксельных сенсоров, хорошо зарекомендовали себя в современных экспериментах физики высоких энергий и элементарных частиц. Такие пиксельные детекторы играют ключевую роль в трековых системах экспериментов ALICE [2], ATLAS [3], CMS [4], LHCb [5] на Большом адронном коллайдере (БАК), а также в создаваемой внутренней трековой системе эксперимента MPD на коллайдере NICA [6, 7]. Обладая высокой гранулярностью, пиксельные детекторы позволяют идентифицировать траектории регистрируемых частиц с высоким пространственным разрешением.

Детектор представляет собой матрицу размером 15×30 мм, состоящую из 512×1024 пиксельных сенсоров (пикселей). Размер каждого пикселя 29.24×26.88 мкм². Структура пиксельного сенсора представлена на рис. 1, где показано, что на низкорезистивной кремниевой подложке формируется эпитаксиальный слой *p*-типа с высоким удельным сопротивлением, который является активным объемом детектора. Каждый пиксель содержит чувствительный диод (происходит сбор заряда), front-end-электронику для усиления и оцифровки сигнала и логические элементы. Диод реализован как переход между эпитаксиальным слоем и карманом *n*-типа (*n*-well). Размер обедненной зоны можно менять, подавая на детектор напряжение смещения $V_{\text{Смещения}}$ и дополнительно напряжение смещения на подложку — $V_{\text{Смещения к подложке}}$. Сбор заряда осуществляется как путем дрейфа электронов (образуются в результате взаимодействия ионизирующих частиц и излучений с веществом детектора) в обедненной зоне к карману *n*-типа, так и путем диффузии электронов из остального объема эпитаксиального слоя [2, 8]. В результате этих

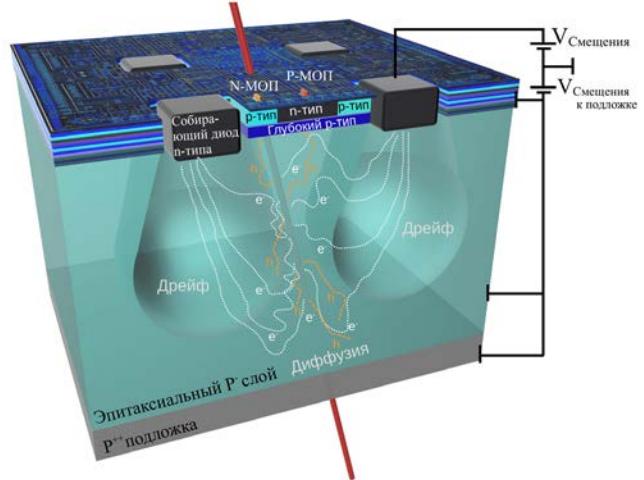


Рис. 1. Структура пиксельного детектора.

процессов заряд от одной частицы собирается несколькими расположенными рядом пикселями — пиксельными кластерами.

Свойства, которыми обладают указанные пиксельные детекторы, подходят для их использования в качестве систем диагностики и мониторинга пучков заряженных частиц. В частности, малая толщина всего детектора (50 мкм) практически не влияет на пространственную структуру пучка, а высокая гранулярность и быстродействие позволяют регистрировать отдельные частицы пучка при общей высокой интенсивности. Пространственное разрешение пиксельной матрицы при реконструкции треков заряженных частиц на уровне 4 мкм [2, 8] дает возможность для прецизионного определения таких характеристик пучков, как профиль, эмиттанс, параметры Твисса.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Использование пиксельных детекторов в качестве системы мониторинга пучков заряженных частиц предполагает их проводку через один или несколько детекторных модулей. Для определения эмиттанса пучка, требуется его прохождение через несколько последовательно расположенных пиксельных детекторов, реализованных в телескопном варианте. Общий вид экспериментальной установки на пучке протонов 1 ГэВ синхроциклотрона СЦ-1000 НИЦ «Курчатовский институт» ПИЯФ показан на рис. 2а, вместе с ее конструкционными особенностями (см. рис. 2б). Внутри установки каждый пиксельный детектор вместе с интерфейсной платой сопряжения детектора с ПК закреплены на специальной подвижной раме. Также установка включает в себя модуль автономного стабилизированного источника напряжения обратного

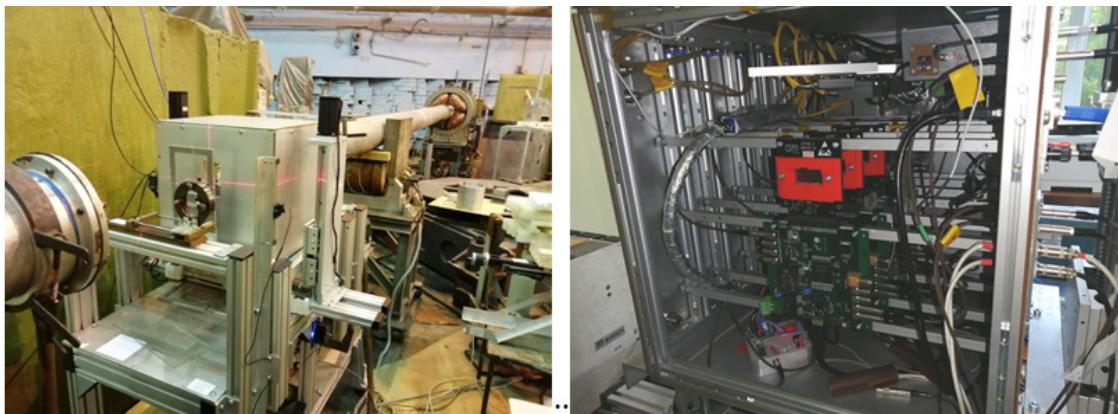


Рис. 2. Экспериментальная установка на основе телескопа пиксельных детекторов: общий вид установки на пучке протонов синхроциклоэна СЦ-1000 НИЦ «Курчатовский институт» ПИЯФ (а); конструкционные особенности экспериментальной установки (б).

смещения для всех пиксельных детекторов, коммуникационный модуль и модуль мониторинга температуры, давления, а также влажности с передачей информации на ПК в режиме реального времени. Детекторный телескоп и все вспомогательные модули монтируются внутри светонепроницаемого, электрически изолированного кожуха, входные окна которого сделаны из тонкой алюминиевой фольги (7 мкм) для минимизации энергетических потерь пучка протонов. Схема проводимых экспериментальных исследований с использованием пиксельных детекторов в телескопном варианте представлена на рис. 3. Четыре детектора располагаются друг за другом в плоскости перпендикулярной пучку. Триггерная система установки состоит из двух пластических сцинтилляторов, включенных в схему совпадений. Триггерный сигнал подается на плату сопряжения каждого пиксельного детектора для синхронизации системы сбора и обработки сигналов с пикселями.

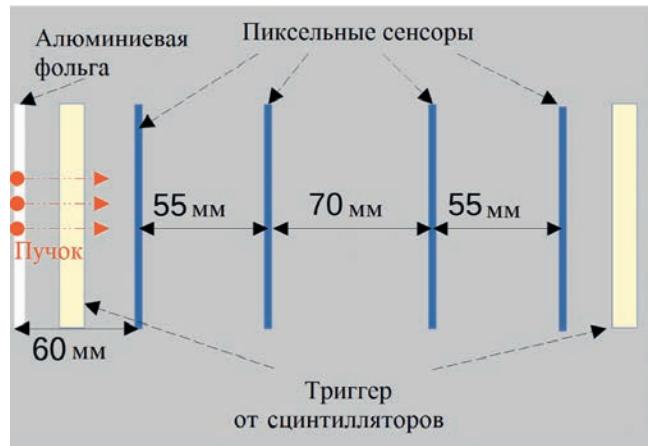


Рис. 3. Схема эксперимента с телескопом пиксельных детекторов на пучке протонов 1 ГэВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При взаимодействии протонов с веществом пиксельные детекторы в последних генерируются носители заряда, которые собираются на соответствующих пикселях, формируя сигналы. На рис. 4 представлено распределение сработавших пикселей для каждого из 4 детекторов за получасовой период облучения детекторов протонами с энергией 1 ГэВ.

Как уже отмечалось, в ходе сбора заряда и формирования сигналов на соседних пикселях могут образоваться пиксельные кластеры различной множественности (число сработавших пикселей в кластере). Координаты центров тяжести кластеров сработавших пикселей необходимы для последующей реконструкции треков протонов, прошедших сквозь детекторный телескоп.

Для поиска и идентификации пиксельных кластеров был разработан и применен алгоритм, основанный на плотности пространственной кластеризации для приложений с шумами. В проведенном эксперименте впервые была получена и оценена пиксельная множественность (количество пикселей в кластере) для процессов взаимодействия протонов с энергией 1 ГэВ с веществом кремния. На рис. 5 показаны частотные распределения центров масс кластеров (на каждом из четырех детекторов), которые соответствуют картам сработавших пикселей. Из этих частотных распределений видно, что наиболее вероятно образование кластеров с множественностью до четырех пикселей в кластере. В среднем преобладают кластеры, состоящие из 2 пикселей. Эта кластерная множественность в пределах погрешности одинакова для каждого из облучаемых пиксельных детекторов. Анализ интенсивности срабатывания пикселей и формирования пиксельных кластеров дал возможность получить данные по структурным особенностям пучка

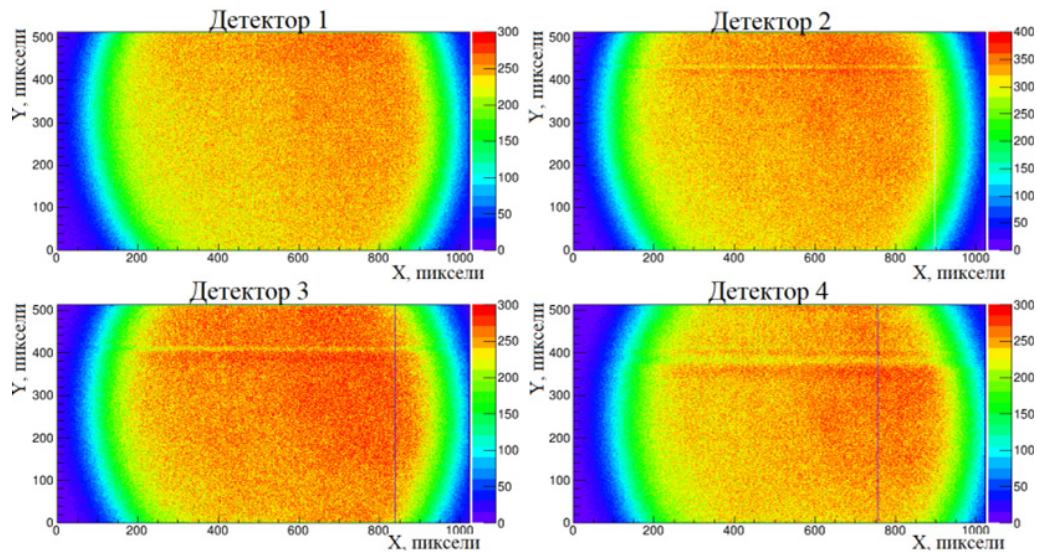


Рис. 4. Карты сработавших пикселей для каждого из 4 детекторов при их облучении протонами с энергией 1 ГэВ.

протонов. Было показано, что однородность пучка в центральной детекторной области ($15 \times 15 \text{ мм}^2$) составляет порядка 90%. В ходе экспериментов варьировалась интенсивность пучка протонов. При этом форма распределения и среднее значение размеров кластеров не менялись с изменением интенсивности пучка.

С целью определения пространственных характеристик пучка протонов с энергией 1 ГэВ

была разработана программа по реконструкции треков протонов с помощью алгоритма клеточного автомата. Треки протонов реконструируются по координатам центров масс кластеров, когда из всех центров масс кластеров пикселей, сработавших одновременно с триггером, отбираются координаты центров — кандидаты на трек. Далее такие центры аппроксимируются прямой с применением метода наименьших квадратов. Пример

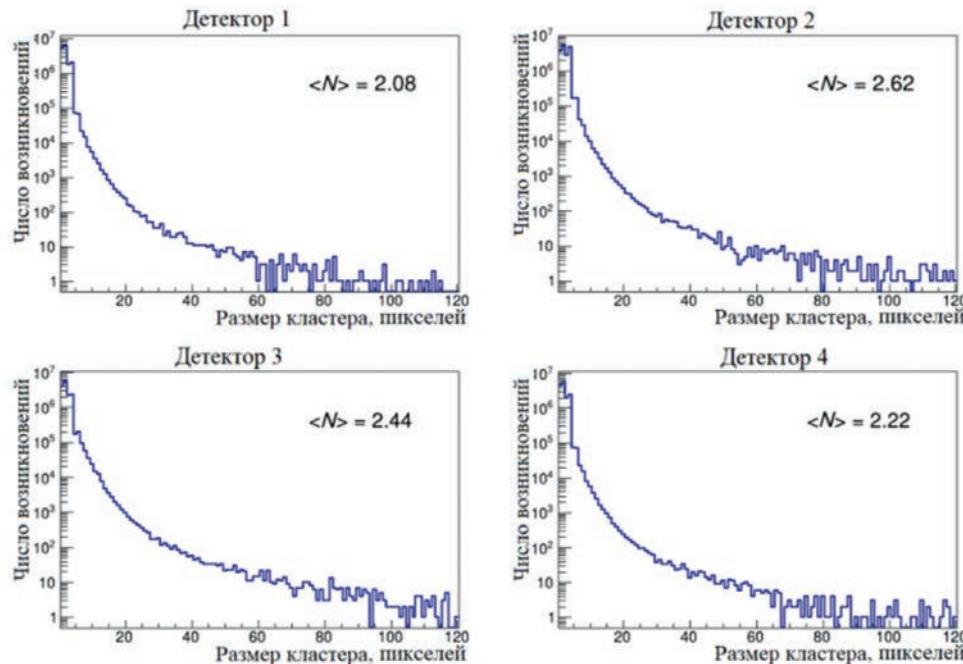


Рис. 5. Частотные карты кластерной множественности на пучке протонов 1 ГэВ. $\langle N \rangle$ — среднее значение кластерной множественности.

реконструированных треков с телескопа пиксельных детекторов, набранных за одно срабатывание триггера, представлен на рис. 6.

Были сделаны оценки пространственного разрешения телескопа экспериментальной установки из распределений отклонений центров масс кластеров от реконструированных прямолинейных треков по оси X и оси Y . Распределения аппроксимировались функци-

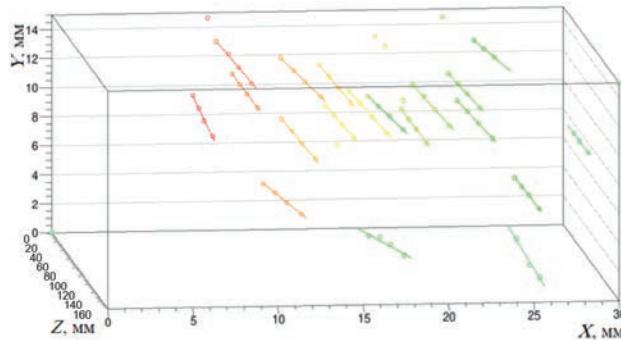


Рис. 6. Пример реконструированных треков протонов с энергией 1 ГэВ. Точками изображены центры масс кластеров сработавших пикселей, прямыми линиями показаны реконструированные треки протонов.

ей Гаусса. Это позволило получить пространственное разрешение детекторного телескопа, которое составило 40 мкм. Также для реконструированных треков был определен их наклон и средняя координата по осям X и Y . В итоге с использованием полученных параметров реконструированных треков были определены основные пространственные характеристики пучка протонов на уровне высокой точности в 40 мкм. Были построены распределения треков в фазовом пространстве (см. рис. 7), благодаря которым удалось получить эмиттанс и параметры Твисса. Их значения для выборки из 90% частиц пучка, сконцентрированных в центральной детекторной области, распределенных в фазовом пространстве, составили: продольный нормализованный эмиттанс $-\varepsilon_{90\%} = 0.058$ мм·рад, $\alpha_{90\%} = -0.12$, $\beta_{90\%} = 2485$ мм/рад, $\gamma_{90\%} = 0.00041$ рад/мм.

В дальнейших экспериментах планируется определить эмиттанс для пучков протонов меньших энергий (например, пучки протонов 200 МэВ, используемые в адронной терапии) и просканировать всю геометрическую область выведенного пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлены результаты измерений пространственных и структурных характеристик пучков протонов с энергией 1 ГэВ, полученных с помощью экспериментальной установки на основе кремниевых пиксельных детекторов. Пространственное разрешение установки составило 40 мкм,

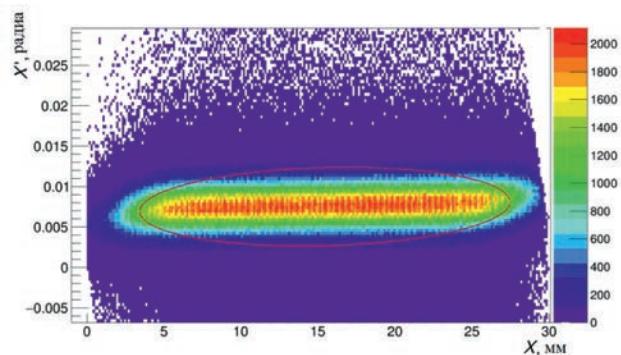


Рис. 7. Распределение треков протонов в фазовом пространстве плоскости X .

что позволило с высокой точностью определить эмиттанс пучка, плотность и распределение частиц пучка. При этом относительно небольшая толщина детекторов практически не оказывает разрушающее воздействие на пучок.

Разработанная методика определения пространственных характеристик пучков протонов высоких энергий, представляет большую ценность в ускорительных технологиях для изучения эволюции таких выведенных пучков.

Авторы благодарят ускорительный отдел отделения перспективных разработок НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ за предоставленную возможность проведения экспериментальных исследований на пучке протонов ускорителя СЦ-1000.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00042, <https://rscf.ru/project/23-12-00042/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Akulich S., Gavrilov Y., Djilkibaev R. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 8. P. 1242.
2. *Abelev B., Adam J., Adamová D. et al.* // J. Physics G. 2014. V. 41. Art. No. 087002.
3. <https://atlas.cern/Discover/Detector/Inner-Detector>
4. <https://cms.cern/detector/identifying-tracks/silicon-pixels>
5. <https://cerncourier.com/a/velos-voyage-into-the-unknown/>
6. Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; Zhrebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
7. Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; Zhrebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.
8. *Mager M.* // NIM A. 2016. V. 824. P. 434.

Experimental setup based on pixel detectors for precision determination of high energy proton beams characteristics

V. V. Petrov^{1,*}, V. I. Zhrebchevsky¹, N. A. Maltsev¹, S. Yu. Torilov¹,
N. A. Prokofiev¹, E. O. Zemlin¹, D. A. Komarova¹

¹ Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia

* e-mail: v.petrov@spbu.ru

The characteristics of proton beams at 1 GeV have been studied using an experimental setup based on a telescope of pixel detectors. Such parameters as pixel cluster multiplicity, the beam emittance and the setup resolution in each geometry were investigated.

УДК 539.17:539.126

ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛЬНОГО НЕСОХРАНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В Pb-Pb-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ БАК

© 2024 г. В. Н. Коваленко*

Федеральное государственное образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный университет», Санкт-Петербург, Россия

* E-mail: v.ovalenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Учет эффектов локального несохранения четности в сильноизаимодействующей среде реализован в рамках монте-карловской модели. Получены предсказания для распределений инвариантных масс ди-мюонов и ди-электронов от распадов легких векторных мезонов в Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC с учетом разрешающей способности детектирующей систем. Оценено влияние флюктуаций аксиального химического потенциала.

DOI: 10.31857/S0367676524110198, EDN: FKBZNA

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что глобальное сохранение пространственной четности является хорошо установленной симметрией сильных взаимодействий. До сих пор не было найдено никаких доказательств нарушения P- и CP-симметрии в сильных взаимодействиях.

Однако КХД не запрещает локальное нарушение симметрии четности из-за больших топологических флюктуаций при высокой температуре с динамической генерацией конфигураций нетривиального топологического заряда. Необходимым условием наблюдения этих эффектов является достаточно большое время жизни горячей капли, доступное в центральных ядерно-ядерных столкновениях на БАК [1–3].

Как было показано, эффект локального несохранения четности в сильных взаимодействиях может быть экспериментально проверен угловым анализом рождения дилептонов в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов [4, 5] и поиском распадов легких мезонов в специфических каналах, которые запрещены глобальным сохранением четности [6, 7]. В частности, к таким процессам можно отнести распады скалярного заряженного a_0 -мезона на фотон и заряженный пион и на три заряженных пиона.

В данной работе исследуется влияние локального несохранения четности в сильных взаимодействиях на распад легких векторных мезонов на лептон-антитераптонные пары. Эффекты нарушения четности

реализованы в рамках монте-карловской модели, основанной на генераторе событий Pythia 8. Получены предсказания распределений инвариантных масс ди-мюонов и ди-электронов в Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC с учетом экспериментального разрешения детекторов. Показано, что модернизация детектора ALICE во время Long Shutdown 2 значительно улучшает возможность проведения этих экспериментальных исследований в третий период сбора данных БАК (LHC Run 3) [8].

ВОЗМОЖНОСТИ ЛОКАЛЬНОГО НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Одним из наиболее важных направлений исследований в релятивистской ядерной физике является поиск и детальное исследование модификации свойств адронов в присутствии горячей среды в состоянии деконфайнмента, образуемой в столкновениях тяжелых ионов. Они могут возникать в связи с неоднородностью среды, а также ввиду таких не-пертурбативных эффектов, как, например, инстантоны [9]. Эти конфигурации соответствуют связям различных вырожденных вакуумов, объединенных топологически нетривиальными калибровочными преобразованиями. В пертурбативной теории амплитуды таких переходов равны нулю в любом порядке теории возмущений и связаны только с не-пертурбативными явлениями. При высокой температуре возможен так называемый сферонный

переход [10–12] через потенциальный барьер, разделяющий топологически неэквивалентные вакуумы. Такие конфигурации могут возбуждаться при столкновении тяжелых ионов, или изначально существовать в них [1, 2]. Предполагается, что фаза с нарушением пространственной четности может возникать при столкновении релятивистских ядер в конечном объеме.

Поскольку для глюонных полей топологический заряд не является калибровочно-инвариантным объектом относительно глобальных преобразований, при столкновениях тяжелых ионов в конечном объеме и на продолжительное время в файерболе возникает скачок топологического заряда. В связи с частичным несохранением аксиального тока в КХД в приближении малых масс фермионов можно связать топологический заряд с величиной кирального дисбаланса, определяемой как средняя разница между числом правых и левых кварков в файерболе после столкновения тяжелых ионов при высокой энергии [13].

Таким образом, киральный дисбаланс может приводить к образованию локального нарушения четности (LPB) в кварк-адронной среде с локальным термодинамическим равновесием и характеризоваться аксиальным химическим потенциалом [14, 15]. При этом возникает связь между топологическим (μ_0) и аксиальным (μ_5) химическим потенциалами:

$$\mu_5 = \frac{1}{2N_f} \mu_0. \quad (1)$$

ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТОВ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ

В работах [4, 5] было показано, что эффект локального несохранения четности можно проверить экспериментально путем анализа выходов дилептонных пар в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов. Для этого потребуется одновременное сканирование и по инвариантной массе (m_{\perp}), и по углу разлета (θ_A) лептонов от распадов легких векторных мезонов. Такой экспериментальный анализ до сих пор не проводился. При этом в случае ненулевого аксиального химического потенциала в части фазового пространства происходит поляризационное расщепление спектральных функций ρ - и ω -мезонов с образованием характерной двухпиковской структуры. Были предложены также дополнительные проявления локального несохранения четности в сильных взаимодействий.

Позднее было показано [5], что если учесть радиационные поправки, то наличие аксиального химического потенциала приводит не только к расщеплению масс левых и правых поляризаций векторных мезонов, но и их общему сдвигу в сторону

увеличения. Оба эффекта зависят как от величины аксиального химического потенциала μ_5 , так и импульса векторного мезона (k).

Результирующая формула для модификации масс векторных мезонов имеет вид

$$\Delta m^\pm = c_1 \mu_5^2 \pm c_2 \mu_5 k + c_3 \mu_5^2 k^2, \quad (2)$$

где $c_1 = 0.23 \text{ ГэВ}^{-2}$, $c_2 = 1.37 \text{ ГэВ}^{-2}$, $c_3 = 2.54 \text{ ГэВ}^{-4}$.

Рассмотренный выше возможный вариант наблюдения эффектов несохранения четности не является единственным, применение других эффективных теорий предсказывает и дополнительные результаты в данной области. К примеру, в присутствии кирального дисбаланса при более высоких энергиях в рамках линейной сигма-модели могут быть возможными экзотические распады, а также распады скалярных состояний одновременно на три и на два пиона в результате смешения пионных и a_0 -мезонных состояний [7]. Еще одним потенциальным вариантом проявления нарушения четности может являться распад пионов: при достаточно большом киральном химическом потенциале заряженные пи-мезоны перестанут распадаться на пары мюон и нейтрино [17], а чаще могут происходить распады в канале нейтрино-электрон. Также для обнаружения локального нарушения четности существует предложение измерить возможную асимметрию поляризации фотона [18].

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Для вычисления спектров инвариантных масс дилептонов была использована монте-карловская модель на основе генератора событий Pythia 8 (версия 8.2) [19] со встроенной моделью столкновения релятивистских ядер Angantyr. Для симуляций использовались столкновения ядер свинца при энергии 5.02 ТэВ.

Для того чтобы увеличить статистику дилептонного спектра, доля распадов ρ - и ω -мезонов по дил-электронному и дил-мюонному каналам была повышена в несколько раз до 0.44. Рассматривались продукты распада в следующих быстротных интервалах: $-0.8 < \eta < 0.8$ для электронов, $-3.6 < \eta < -2.45$ для мюонов.

Это соответствует диапазону времени проекционной камеры и внутренней трековой системы эксперимента ALICE на БАК в центральной области быстрот и мюонной системе в передней области быстрот. Для единого применения углового анализа в дил-мюонном и дил-электронном каналах применялся буст по оси z на величину быстроты 3.05 для всех мюонных треков, чтобы они в новой системе отсчета находились в центральной области быстрот.

Поскольку основное внимание данного исследования уделяется разрешающей способности детектирующих систем, а не оптимизации

отношений сигнал/фон, для анализа сохранялись только ди-лептоны, вызванные распадом легких векторных мезонов, а фоновые события не учитывались.

Учет разрешающей способности эксперимента *ALICE*

Основное размытие пиков спектра инвариантных масс связано с конечной разрешающей способностью детектирующих систем по поперечному импульсу треков. Особенно это важно в области малых p_T и малых инвариантных масс. Для учета разрешения по p_T треков электронов использовались сведения из *ALICE* TDR [20], согласно которым в интересующей нас области p_T среднеквадратичное отклонение составляет около 5% в условиях Run 2 и 1% в условиях Run 3. Для мюонных треков также оценивалось соответствие ширины пика от ρ и ω мезонов в отсутствии эффектов нарушения пространственной четности тем значениям, что приведены в работе [21]. Соответствующая разрешающая способность оказалась равна 1.5% для Run 2 и 0.5% для Run 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1. показана спектральная функция распадов ρ - и ω - мезонов от распадов на ди-мюоны без учета каких-либо детекторных эффектов в присутствии среды, нарушающей P -четность при $\mu_5 = 0.1$ ГэВ. Для ди-электронного канала картина полностью аналогична. Использовались следующие ограничения на поперечные импульсы мюонов и ди-мюонной пары: $p_{T\mu} > 0.2$ ГэВ/с, $p_{T_{\mu\mu}} > 0.4$ ГэВ/с. Видно, что расщепление поляризаций векторных мезонов отчетливо наблюдается и без какого-либо углового анализа. Однако при включении ограничения на угол между лептонами $0.4 < \theta_A < 0.5$ наблюданное расщепление значительно усиливается. Во многом это вызвано именно тем, что расщепление левых и правых поляризаций векторных мезонов зависит от импульса частицы, и, таким образом, наложение ограничений на угол разлета ди-лептонов уменьшает размытие, связанное с разбросом по импульсу.

На рис. 2. показаны распределения по инвариантным массам ди-мюонов и ди-электронов от распадов легких векторных мезонов в условиях эксперимента *ALICE* Run 2. Значение аксиального химического потенциала составляло $\mu_5 = 0.1$ ГэВ. Чтобы учесть реалистичные ограничения на поперечные импульсы, в рамках которых возможна ожидаемая разрешающая способность, использовались следующие ограничения на поперечный импульс: $p_{T\mu} > 0.65$ ГэВ/с, $p_{T_{\mu\mu}} > 1.3$ ГэВ/с для ди-мюонов и $p_{Te} > 0.3$ ГэВ/с, $p_{Tee} > 0.4$ ГэВ/с для ди-электронов. Видно, что в отсутствие ограничений на угол разлета расщепление поляризаций практически не видно.

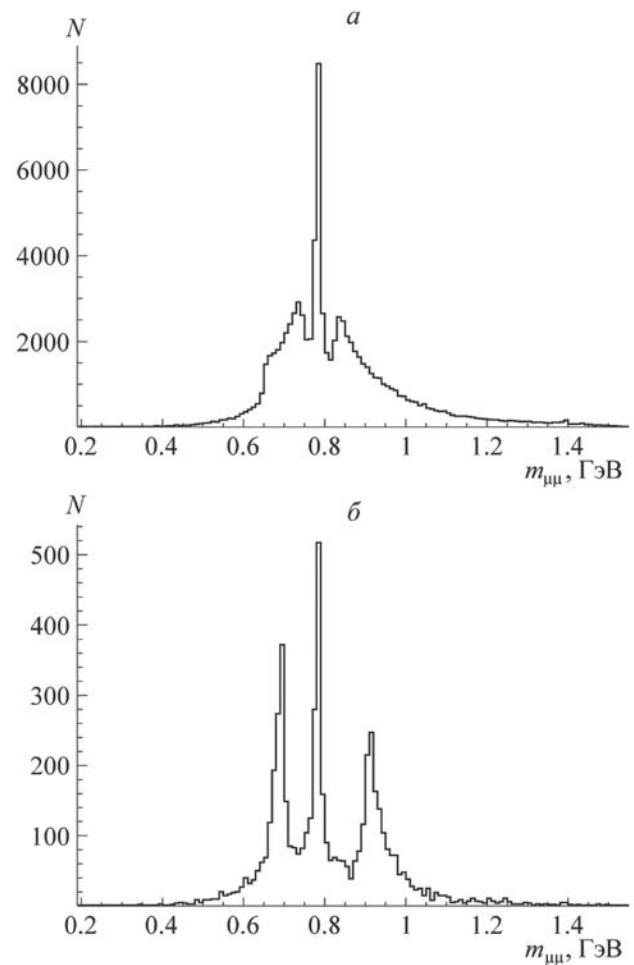


Рис. 1. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов от распадов ρ - и ω - мезонов без учета детекторных эффектов в присутствии среды, нарушающей P -четность при $\mu_5 = 0.1$ ГэВ: без отбора по углу θ_A между лептонами (a), при условии $0.4 < \theta_A < 0.5$ (b).

В связи с жесткими ограничениями на p_T мюонов был выбран более свободный диапазон для угла ди-мюонов: $0.4 < \theta_A < 0.8$. Видно, что введение ограничений на угол ди-лептона повышает видимость расщепления поляризаций, однако эффект все равно виден слабо, особенно в ди-электронном канале.

На рис. 3 показаны распределения по инвариантным массам ди-мюонов и ди-электронов от распадов ρ - и ω - мезонов в условиях, которые, как ожидается, будут достигнуты в эксперименте *ALICE* во время периода сбора данных Run 3 при значении аксиального химического потенциала $\mu_5 = 0.1$ ГэВ.

Использовались следующие ограничения на поперечный импульс: $p_{T\mu} > 0.5$ ГэВ/с, $p_{T_{\mu\mu}} > 0.5$ ГэВ/с для ди-мюонов и $p_{Te} > 0.15$ ГэВ/с, $p_{Tee} > 0.4$ ГэВ/с для ди-электронов. Ограничение на угол между лептонами составляло $0.4 < \theta_A < 0.5$ как в ди-электронном, так и в ди-мюонном канале.

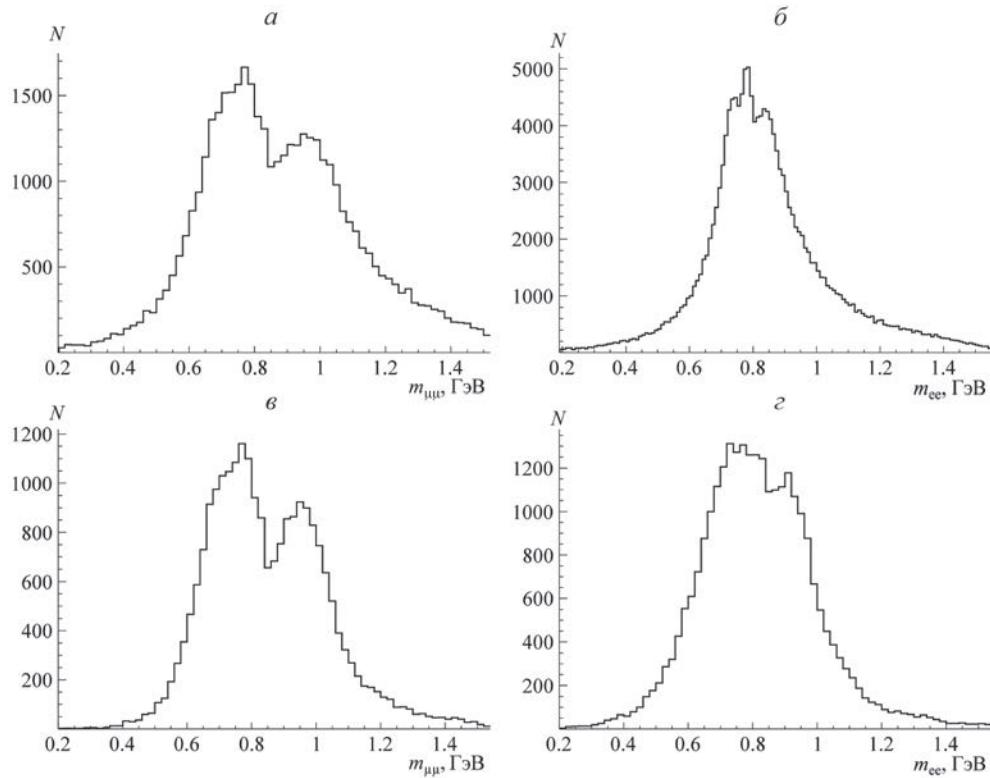


Рис. 2. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов (α, ϵ) и ди-электронов (β, γ) от распадов ρ - и ω -мезонов в условиях эксперимента ALICE Run 2 при $\mu_5 = 0.1$ ГэВ: без отбора по углу θ_A (α, β), при условии $0.4 < \theta_A < 0.8$ (ϵ), при условии $0.4 < \theta_A < 0.5$ (γ).

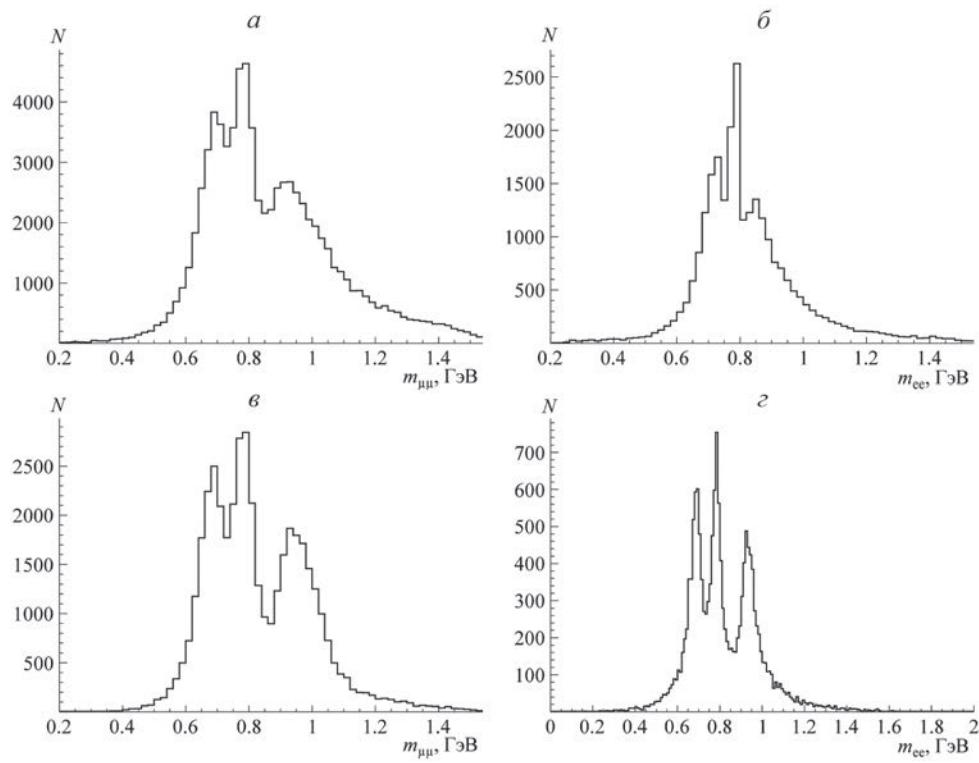


Рис. 3. Распределение по инвариантным массам ди-мюонов (α, ϵ) и ди-электронов (β, γ) от распадов ρ - и ω -мезонов в ожидаемых условиях эксперимента ALICE Run 3 при $\mu_5 = 0.1$ ГэВ: без отбора по углу θ_A (α, β), при условии $0.4 < \theta_A < 0.5$ (ϵ, γ).

Видно, что в условиях модернизированных детекторных систем и с учетом углового анализа наблюдается хорошее разделение всех трех поляризаций как в ди-мюонном, так и в ди-электронном канале.

Однако стоит отметить, что приведенные до этого расчеты были выполнены для фиксированного аксиального химического потенциала μ_5 , тогда как его сильные флуктуации могут дополнитель но размыть наблюдаемые спектры. В связи с этим также были произведены расчеты для флуктуирующего аксиального химического потенциала. Было рассмотрено два случая:

1) Равномерное распределение по μ_5 , от 0.05 ГэВ до 0.15 ГэВ.

2) Равномерное распределение по μ_5 , от 0 до 0.15 ГэВ.

Оба случая характеризуются одним и тем же средним значением $\mu_5 = 0.1$ ГэВ, но разной дисперсией. Результаты представлены на рис. 4. Видно, что в условиях умеренной дисперсии (среднеквадратичное отклонение $\sigma_\mu \sim 30\%$) расщепление поляризаций векторных мезонов остается видно в спектрах ди-лептонов, тогда как при большой флуктуации по μ_5 ($\sigma_\mu \sim 60\%$) наблюдение данного расщепления становится проблематичным.

Стоит отметить, что данное исследование но сит во многом оценочный характер. Установление

точных пределов разрешающей способности и значимости наблюдаемых эффектов потребует гораздо более детального моделирования всей установки, а также более продвинутых монте-карловских генераторов. Помимо этого, необходима оценка вклада фоновых процессов, эффективности идентификации частиц и систематических неопределенностей. Также необходимо учитывать другие возможные источники модификации спектральной функции легких мезонов, например эффекты холодной ядерной материи [22].

Дальнейшее более детальное исследование должно включать полный статистический анализ уровней сигнала и фона, определение значимости наблюдаемых эффектов, проверку влияния других явлений, таких как радиальный и азимутальный потоки и их флуктуации, а также как можно более полное моделирование отклика детектора. Также представляет интерес изучение возможности поиска данных эффектов на коллайдере NICA в экспериментах MPD [23, 24] и SPD [25].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследовано проявление возможного локального нарушения пространственной четности в сильных взаимодействиях при распадах легких векторных мезонов на лептон-антилептонные

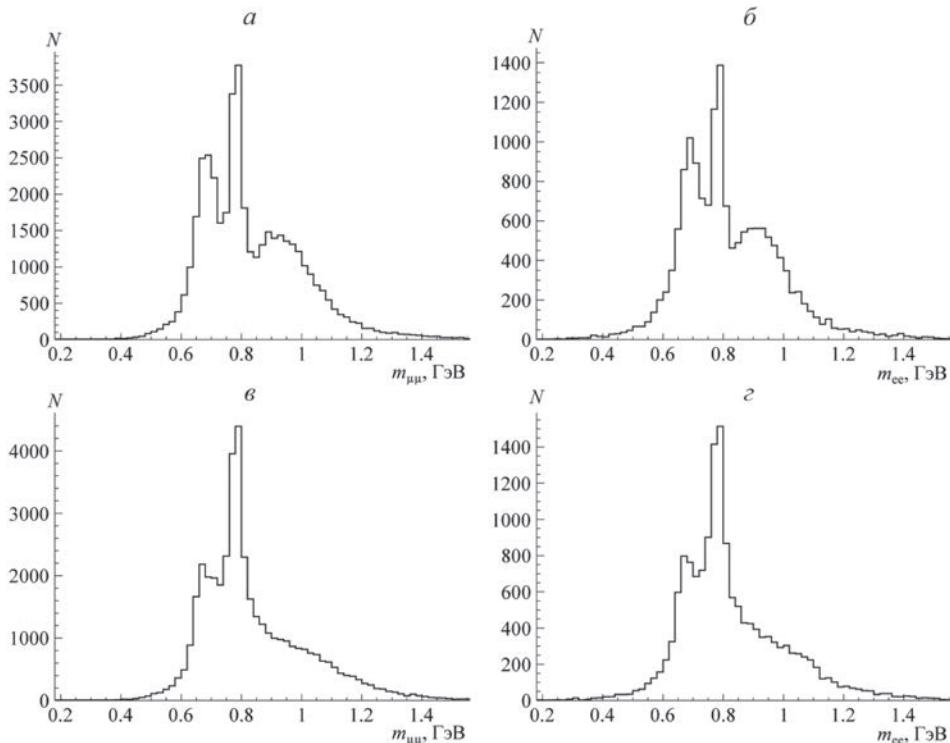


Рис. 4. Влияние флуктуаций аксиального химического потенциала на расщепление спектральных функций ρ - и ω -мезонов в спектре инвариантных масс ди-мюонов (a, в) и ди-электронов (b, г): $0.05 \text{ ГэВ} < \mu_5 < 0.15 \text{ ГэВ}$ ($\sigma_\mu \approx 30\%$) (a, б), $0 \text{ ГэВ} < \mu_5 < 0.2 \text{ ГэВ}$ ($\sigma_\mu \approx 60\%$) (в, г). Учтена разрешающая способность эксперимента ALICE в условиях Run 3.

пары. Результаты монте-карловского моделирования подтверждают, что угловой анализ рождения ди-лептонов в области малых масс усиливает расщепление поляризаций ρ и ω мезонов, которые можно наблюдать в спектре инвариантных масс ди-мюонов или ди-электронов. Модернизация детекторных систем ALICE, произведенная во время длительного перерыва работы коллайдера (Long Shutdown 2) значительно улучшает возможности этих экспериментальных исследований на БАК в новом периоде сбора данных Run 3.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00493, <https://rscf.ru/project/22-22-00493/>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharzeev D., Zhitnitsky A.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 797. P. 67.
2. *Buckley K., Fugleberg T., Zhitnitsky A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4814.
3. *Son D.T., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. Art. No. 07401.
4. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 230.
5. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. No. 034024.
6. *Andrianov A., Espriu D., Planells X.* // Eur. Phys. J. C. 2013. V. 73. P. 2294.
7. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 158. Art. No. 03012.
8. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. (ALICE Collaboration)* // J. Physics G. 2014. V. 41. Art. No. 087001.
9. *Belavin A.A., Polyakov A.M., Shvarts A.S., Tyupkin Y.S.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
10. *McLerran L.D., Mottola E., Shaposhnikov M.E.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 43. P. 2027.
11. *Moore G.D., Rummukainen K.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. Art. No. 105008.
12. *Shuryak E., Zahed I.* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. Art. No. 014006.
13. *Kharzeev D., Pisarski R.D., Tytgat M.H.G.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 512.
14. *Kharzeev D.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 260.
15. *Хайдуков З.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 10. С. 719; *Khaidukov Z.V.* // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 10. P. 721.
16. *Kovalenko V., Andrianov A., Andrianov V.* // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1690. Art. No. 012097.
17. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D.* // Particles. 2020. V. 3. P. 15.
18. *Putilova A.E., Iakubovich A.V., Andrianov A.A. et al.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 191. Art. No. 05014.
19. *Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J.R. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
20. *Abelev B., Adam J., Adamova D. et al. (ALICE Collaboration)* // J. Physics G. 2014. V. 41 Art. No. 087002.
21. *Garcia-Solis E. for the ALICE Collaboration* // Nucl. Part. Phys. Proc. 2015. V. 267–269. P. 382.
22. *Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. С. 291; *Evdokimov S.V., Izuchеев V.I., Kondratyuk E.S. et al.* // JETP Lett. 2021. V. 113. P. 289.
23. *Abgaryan V., Acevedo Kado R., Afanasyev S.V. et al. (MPD Collaboration)* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. Art. No. 140.
24. *Иванышев Д.А., Котов Д.О., Малаев М.В и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 5. № 12. С. 1800; *Ivanishchev D.A., Kotov D.O., Malaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1439.
25. *Abramov V.V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 1044.

Effects of local parity nonconservation in strong interactions in Pb-Pb collisions at LHC energy

V. N. Kovalenko*

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia
* e-mail: v.kovalenko@spbu.ru

Accounting for the effects of local parity nonconservation in a strongly interacting medium is implemented within the framework of the Monte Carlo model. Predictions are obtained for the distributions of the invariant masses of di-muons and di-electrons from the decays of light vector mesons in Pb-Pb collisions at the LHC energy, taking into account the resolution of the detecting systems. The influence of fluctuations of the axial chemical potential is estimated.

УДК 539.163

ОСОБЕННОСТИ ИЗОТОПНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УРАНА НА ГРАНИЦЕ ПОЛЯРНОЙ И НЕПОЛЯРНОЙ СРЕД

© 2024 г. Д. А. Румянцева^{1,*}, В. Г. Зиновьев¹, И. А. Митропольский¹

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константина Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

*E-mail: rumyantseva_da@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучен процесс адсорбции комплексов $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{TBФ}$ в гетерогенной системе на границе раздела полярного раствора 5.6 М HNO_3 и поверхности неполярного полипропилена $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$. На вертикальной границе раздела сред изменяется изотопное распределение урана. Кинетика процесса экстракции комплексов $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{TBФ}$ в гетерогенной системе описана моделями псевдо-первого порядка Ерофеева–Колмогорова и псевдо-второго порядка Хо и Маккея.

DOI: 10.31857/S0367676524110206, EDN: FJZVJO

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее эффективные методы химического обогащения урана основаны на реакции изотопного обмена между валентными формами, находящимися в разных фазах, например водной и органической. Установлено, что, если в растворе присутствуют более двух изотопов урана, изотопы с наибольшим атомным весом преимущественно находятся в более низком валентном состоянии, а остальные в более высоком [1].

На этом принципе, основаны ионообменные хроматографические системы, в которых формируется слой урана с зонами восстановления и окисления на верхней и нижней границе слоя [2, 3]. При перемещении слоя по колонке на границе восстановления накапливался изотоп ^{238}U , а на границе окисления накапливался изотоп ^{235}U . Другим примером может служить экстракционно-хроматографическая система «трибутилфосфат – азотная кислота» (ТБФ- HNO_3) с изотопным обменом между валентными формами урана U(IV) и U(VI), которые движутся в полосе, сформированной в процессе противоточной экстракции [4]. В экстракционной системе «50% раствор ТБФ в додекане и 2М HCl » для обогащения урана по изотопу ^{235}U используется реакция изотопного обмена между формами U(III) и U(IV) [5].

В данной работе мы исследовали процесс адсорбции комплексов $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{TBФ}$ в гетерогенной системе на вертикальной границе раздела полярного раствора 5.6 М HNO_3 и поверхности

неполярного полипропилена $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$. Были исследованы экстракционно-адсорбционные системы с различными концентрациями урана в водной фазе и с различными концентрациями ТБФ в органической фазе.

Дифильные молекулы ТБФ способны самоизвестно накапливаться на границе раздела между полярной и неполярной фазами [6]. В нашем случае это граница между раствором и стенкой полипропиленового стакана. В гетерогенной системе скорость адсорбции на границе твердая фаза – жидкость зависит от скорости молекуларной или конвективной диффузии реагирующих веществ и скорости химической реакции на границе раздела, протекающей по механизму физической или химической адсорбции. Если лимитирующей стадией адсорбции является диффузия, то процесс описывается уравнением псевдопервого порядка Ерофеева–Колмогорова. Если лимитирующей стадией адсорбции является химическая реакция, то процесс протекает по кинетическому механизму Хо и Маккея. Если скорости диффузии и химической реакции соизмеримы, то имеет место смешанный механизм.

Для проведения экспериментов был приготовлен исходный раствор (ИР) нитрата уранила $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ в 5.58 М HNO_3 . Он содержал уран в количестве 107.31 мг/мл. Изотопный состав урана в исходном растворе: $^{234}\text{U} = 0.0016 \pm 0.0003$ ат. %; $^{235}\text{U} = 0.471 \pm 0.007$ ат. %; $^{238}\text{U} = 99.5 \pm 0.3$ ат. %. Из исходного раствора приготавливались рабочие

растворы экстракционно-адсорбционных систем HNO_3 – ТБФ – $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$, табл. 1. В таблице $V_{\text{ИР}}$ – объем исходного раствора; V_{HNO_3} – объем азотной кислоты плотностью 1.40 г/мл; $V_{\text{H}_2\text{O}}$ – объем дистиллированной воды; C_{U} – концентрация урана в водной фазе; $V_{\text{ТБФ}}$ и $V_{\text{БГ}}$ – объемы ТБФ и бензина «галоша».

Содержание урана измерялось на рентген-флуоресцентном спектрометре с радиоизотопным источником излучения на основе радионуклида ^{109}Cd . Аликвоты исследуемых растворов отбирались на границе раздела твердое тело – жидкость и в объеме жидкой фазы вдоль оси симметрии стакана. Концентрация урана в образце рассчитывалась стандартным образом по интенсивности его характеристического излучения. На рис. 1 представлены распределения концентрации урана по глубине h на границе раздела твердая

фаза – жидкость и в центре для разных рабочих растворов из табл. 1. Увеличение концентрации урана вблизи поверхности ($h = 0$ мм) обусловлено тем, что в соответствии с механизмом экстракции молекулы $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot (2\text{ТБФ})$ накапливаются на поверхности полипропилена, а плотность ТБФ меньше плотности водной фазы. Накопление урана на дне стакана связано с тем что при избытке урана в водной фазе и малом количестве молекул ТБФ в органической фазе практически все молекул ТБФ связаны в комплексы $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot (2\text{ТБФ})_{\text{OF}}$, что при увеличении времени контакта фаз приводит к росту плотности органической фазы.

Плотности органической и водной фаз определяли пикнометрическим методом после установления равновесия в системе. Для рабочей системы РР6 плотность органической фазы на дне стакана составила 1.26 ± 0.02 г/мл, а плотность водной фазы в центре стакана 1.20 ± 0.02 г/мл. Для системы РР1 плотность органической фазы на дне стакана составила 1.58 ± 0.01 г/мл, а плотность водной фазы в центре стакана 1.16 ± 0.02 г/мл.

При концентрации урана в водной фазе 8.94 мг/мл (РР4) и 13.41 мг/мл (РР6) максимальные значения концентрации урана на границе твердая фаза – жидкость приходятся на слой шириной 5–10 мм у поверхности раствора. Когда концентрация урана в водной фазе составляет 17.88 мг/мл (РР1) и 22.36 мг/мл (РР7), плотность органической фазы на границе раздела твердое тело – жидкость становится выше плотности водной фазы, и часть органической фазы смешается на дно.

Изотопный состав урана определялся по аналитическим линиям гамма-излучения радионуклидов из равновесных цепочек распада ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U . Как показано на рис. 2, на границе раздела твердое тело – жидкость возможно образование градиентов изотопного состава по глубине h . В трех экстракционно-адсорбционных системах РР1, РР1а и РР1б начальная концентрация урана в водной фазе составляла 17.88 мг/мл. Результаты

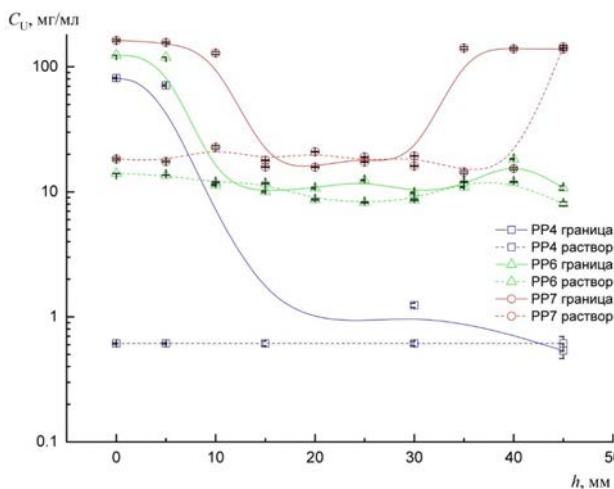


Рис. 1. Распределение концентрации урана в гетерогенной системе $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$ –ТБФ– HNO_3 по глубине раствора h . Сплошные линии для границы раздела фаз, вдоль стенки стакана, пунктир – для однородной фазы, в центре стакана.

Таблица 1. Состав рабочих растворов экстракционно-адсорбционных систем

Образец системы	Водная фаза						Органическая фаза	
	$V_{\text{ИР}}$, мл	V_{HNO_3} , мл	$V_{\text{H}_2\text{O}}$, мл	C_{U} , мг/мл	C_{U} , моль/л	C_{HNO_3} , моль/л	$V_{\text{ТБФ}}$, мл	$V_{\text{БГ}}$, мл
РР1	4	9	11	17.885	0.0751	6.60	1	0
РР1а	4	9	11	17.885	0.0751	6.60	0.7	0.3
РР1б	4	9	11	17.885	0.0751	6.60	0.9	0.1
РР2	8	9	7	35.770	0.150	7.53	1	0
РР4	2	9	13	8.943	0.0376	6.14	0.7	0.3
РР6	3	9	12	13.414	0.0564	6.37	0.7	0.3
РР7	5	9	10	22.356	0.0939	6.83	0.7	0.3

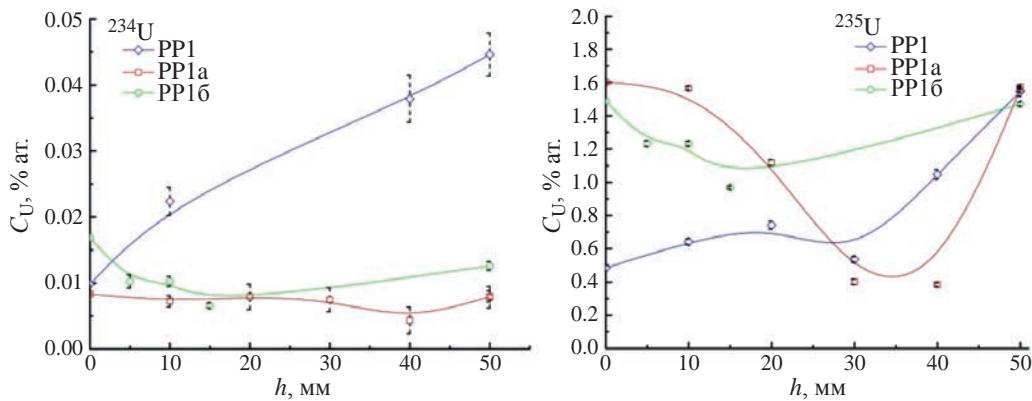


Рис. 2. Изменение концентраций изотопов ^{234}U (слева) и ^{235}U (справа) по глубине h на границе твердая фаза – жидкость.

измерений изотопного распределения урана в системе PP1a, в водной фазе по оси симметрии стакана, в направлении от поверхности жидкости до дна стакана представлены на рис. 3. В системе PP1 на дне стакана (органическая фаза – чистый ТБФ) концентрация ^{235}U составила 1.55 ± 0.03 ат. %, а отношение $C_{235\text{U}}/C_{238\text{U}}$ концентраций ^{235}U и ^{238}U составило 0.016 ± 0.002 . В этой системе вся обогащенная ^{235}U органическая фаза накапливается на дне стакана.

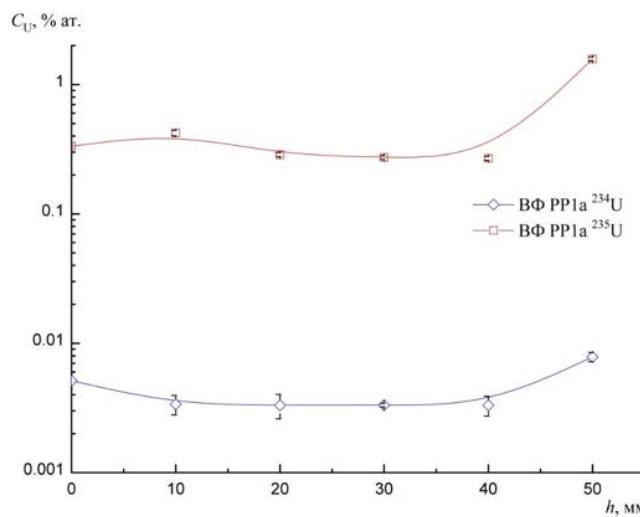


Рис. 3. Распределение концентрации ^{234}U (слева) и ^{235}U (справа) по глубине h в водной фазе (система PP1a) вдоль оси симметрии стакана.

В системе PP1a (органическая фаза – ТБФ и бензин в соотношении 7:3) концентрация ^{235}U на дне стакана составила 1.58 ± 0.01 ат. %, а отношение $C_{235\text{U}}/C_{238\text{U}} = 0.0160 \pm 0.0001$. На границе раздела твердая фаза – жидкость у поверхности жидкости концентрация ^{235}U составила 1.60 ± 0.02 ат. %,

а отношение $C_{235\text{U}}/C_{238\text{U}} = 0.0049 \pm 0.0006$. В системе PP1b (органическая фаза – ТБФ и бензина в соотношении 9:1) на границе раздела твердая фаза – жидкость у поверхности жидкости концентрация ^{235}U равна 1.49 ± 0.02 ат. %, а отношение $C_{235\text{U}}/C_{238\text{U}} = 0.015 \pm 0.001$.

Кинетика адсорбции подчиняется уравнению псевдопервого порядка Ерофеева–Колмогорова [7, 8]. Чем больше насыщение поверхности, т.е. меньше разность $(a_\infty - a_t)$, тем меньше скорость адсорбции:

$$\frac{da}{dt} = k_1(a_e - a_t) \text{ или } \frac{dq}{dt} = k_1(q_e - q_t). \quad (1)$$

В уравнениях (1) a_e и a_t – величины адсорбции в момент установления равновесия и в момент t ; q_e и q_t – количество вещества в органическом слое на границе твердая фаза – жидкость в момент установления равновесия и в момент t ; k_1 – константа скорости адсорбции. Степень адсорбции α на границе раздела твердая фаза – жидкость у поверхности раствора –

$$\alpha = \frac{a_0 - a_t}{a_0} = \frac{C_0^{\text{BФ}} - C_t^{\text{BФ}}}{C_0^{\text{BФ}}} = \frac{q_0^{\text{BФ}} - q_t^{\text{BФ}}}{q_0^{\text{BФ}}} = \frac{q_t^{\text{OФ}}}{q_0^{\text{BФ}}} = \frac{C_t^{\text{OФ}} \cdot V^{\text{OФ}}}{C_0^{\text{BФ}} \cdot V^{\text{BФ}}}, \quad (2)$$

где C – концентрации адсорбата в органической (ОФ) и водной (ВФ) фазах соответственно. Решение уравнения (1), описывающее кинетику адсорбции в гетерогенной системе $(\text{C}_3\text{H}_6)_n\text{-ТБФ-}\text{HNO}_3$,

$$\alpha = 1 - e^{-k_1 t^n} \quad (3)$$

или для концентраций

$$C_t^{\text{OФ}} = C_0^{\text{BФ}} \frac{V^{\text{BФ}}}{V^{\text{OФ}}} \left(1 - e^{-k_1 t^n} \right). \quad (4)$$

В равенствах (2–4) величины $q_0^{\text{BФ}}$ и $q_t^{\text{BФ}}$ – количество адсорбата (уран) в водной фазе в начальный момент времени и в момент t ; $q_t^{\text{OФ}}$ – количество

адсорбата (уран) в органической фазе в момент времени t ; n – постоянная, определяющая характер процесса адсорбции. При $n > 1.1$ процесс кинетический, при $n < 0.9$ процесс диффузионный, при $0.9 \leq n \leq 1.1$ – смешанный (скорость химической реакции сопоставима со скоростью диффузии) [7, 8]. В равенствах (3–4) k_1 – эффективная константа скорости процесса, связанная с константой скорости реакции K [9]:

$$K = n \cdot k_1^{1/n}. \quad (5)$$

Значения величин K , k_1 и n определялись графически:

$$\begin{aligned} \ln(-\ln(1-\alpha)) &= \ln\left(-\ln\left(1 - \frac{q_t^{\text{ОФ}}}{q_0^{\text{ВФ}}}\right)\right) = \\ &= \ln\left(-\ln\left(\frac{q_t^{\text{ВФ}}}{q_0^{\text{ВФ}}}\right)\right) = \ln(k_1) + n \cdot \ln(t). \end{aligned} \quad (6)$$

В координатах $\ln[-\ln(1-\alpha)]$ от $\ln(t)$ тангенс угла наклона линии, построенной по экспериментальным данным, равен n ; отрезок, отсекаемый этой линией от оси ординат, равен $\ln(k_1)$.

Для описания кинетических закономерностей адсорбции используется уравнение псевдо-второго порядка Хо и Маккея [10]. Оно же служит для оценки влияния межмолекулярных взаимодействий адсорбируемых веществ [11, 12] и оценки общей скорости процесса [13–15]:

$$\frac{t}{a_t} = \frac{1}{k_2 a_e^2} + \frac{t}{a_e}. \quad (7)$$

В уравнении (7) k_2 – константа скорости адсорбции псевдо-второго порядка; $k_2 a_e^2$ – начальная скорость адсорбции [16]. Модель Хо и Маккея предполагает, что скорость адсорбции лимитируется химической реакцией, протекающей за счет ионного обмена или обмена электронами между адсорбентом и адсорбатом. Значения a_e и k_2 определяются графически по линейной зависимости t/a_t от t , построенной по экспериментальным данным. Тангенс угла наклона равен $1/a_e$, отрезок, отсекаемый графиком от оси ординат, равен $1/(a_e \cdot k_2)$.

Константы скорости извлечения изотопов ^{i}U ($i = 234, 235, 238$) из водной фазы в процессе адсорбции комплекса $^{i}\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot (2\text{-ТБФ})$ на границе раздела твердая фаза – жидкость, у поверхности жидкости ($h = 0$ мм) в гетерогенной системе

7.53 М HNO_3 – ТБФ – $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$ определялись по кинетическим кривым процесса [17]. Результаты графического определения значений K , k_1 и n даны в табл. 2.

В серии параллельных измерений было обнаружено, что воспроизводимость результатов измерений для значения K значительно лучше, чем для величины k_1 . Поскольку $n < 0.9$ адсорбция лимитируется процессом диффузии молекул $^{i}\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ в водной фазе к слою органической фазы на границе раздела у поверхности раствора. Значения констант скорости адсорбции изотопов урана в виде комплексов $^{i}\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot (2\text{-ТБФ})$ на поверхности полипропилена составляют ряд, в котором $K_{234\text{U}} > K_{235\text{U}} > K_{238\text{U}}$. Экспериментально измеренные и рассчитанные по модели Ерофеева–Колмогорова кинетические кривые адсорбции изотопов урана на границе твердая фаза – жидкость в гетерогенной системе РР2 у поверхности раствора приведены на рис. 4. Эти данные хорошо описываются моделью псевдопервого порядка.

Для системы РР2 значения a_e и k_2 определяли графически по экспериментальным данным, построенным в координатах t/a_t от t [17]. В табл. 3 представлены определенные по модели Хо и Маккея кинетические параметры адсорбции изотопов урана на границе твердая фаза–жидкость

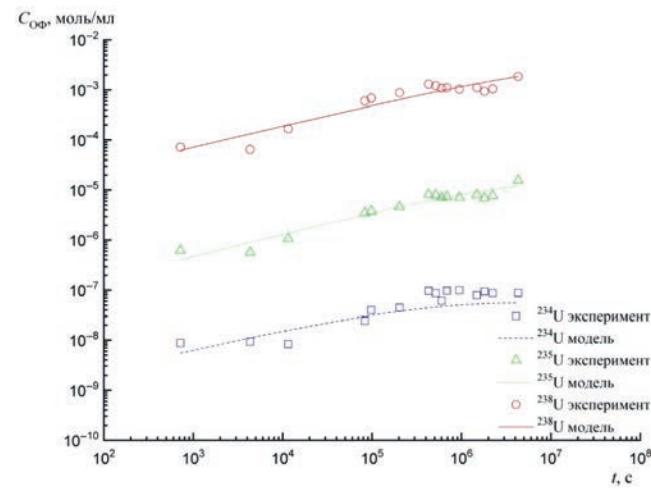


Рис. 4. Кинетические кривые накопления изотопов урана на границе твердая фаза–жидкость в системе 7.53 М HNO_3 – ТБФ – $(\text{C}_3\text{H}_6)_n$ у поверхности раствора в образце РР2.

Таблица 2. Кинетические параметры процесса накопления изотопов $^{234,235,238}\text{U}$ на границе твердая фаза – жидкость у поверхности в системе РР2

Изотоп	$\ln(k_1)$	k_1	n	K	R^2	Процесс
^{234}U	– 5.06	$6.33 \cdot 10^{-3}$	0.42	$2.48 \cdot 10^{-6}$	0.78	Диффузионный
^{235}U	– 6.72	$1.21 \cdot 10^{-3}$	0.45	$1.78 \cdot 10^{-7}$	0.91	Диффузионный
^{238}U	– 6.88	$1.03 \cdot 10^{-3}$	0.43	$4.92 \cdot 10^{-8}$	0.89	Диффузионный

Таблица 3. Экспериментальные и рассчитанные по модели параметры адсорбции $^{234,235,238}\text{U}$

Параметр	Размерность	^{234}U	^{235}U	^{238}U
$1/a_e$	$\text{см}^2 \cdot \text{моль}^{-1}$	6.79×10^7	7.97×10^5	5.92×10^3
$1/(k_2 \cdot a_e^2)$	$\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{моль}^{-1}$	5.65×10^{12}	4.66×10^{10}	6.93×10^7
R^2		0.99	0.99	0.99
$a_{\text{e calc}}$	$\text{моль} \cdot \text{см}^{-2}$	1.47×10^{-8}	1.25×10^{-6}	1.69×10^{-4}
k_2	$\text{см}^2 \text{ моль}^{-1} \text{с}^{-1}$	817	13.6	0.51
$k_2 \cdot a_e^2$	$\text{моль} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	1.77×10^{-13}	2.15×10^{-11}	1.44×10^{-8}
$a_{\text{e exp}}$	$\text{моль} \cdot \text{см}^{-2}$	1.47×10^{-8}	1.26×10^{-6}	1.80×10^{-4}

у поверхности водной фазы в системе РР2, а также экспериментальные $a_{\text{e exp}}$ и рассчитанные $a_{\text{e calc}}$ значения равновесной величины адсорбции.

Скорость накопления адсорбата (уран и продукты его распада) V на границе раздела твердая фаза–жидкость у поверхности водной фазы ($0 \text{ мм} < h < 10 \text{ мм}$) равна значению производной по времени от функции $C_t^{\text{OF}}(t)$. Для определения значения V экспериментальные данные C_t^{OF} аппроксимировали модифицированной функцией Ланжевена

$$y = y_0 + L \cdot \left(\text{cthz} - \frac{1}{z} \right), \quad (8)$$

где $z = \frac{t - x_C}{S}$; t – время контакта фаз. Результаты аппроксимации представлены в табл. 4. Результаты аппроксимации вместе с экспериментальными данными показаны на рис. 5. Полученный вид функции $V(t)$ для изотопов урана представлен на рис. 6. Эта параметризация позволяет заключить, что скорости процесса накопления ^{234}U , ^{235}U и ^{238}U на границе твердая фаза – жидкость у поверхности водной фазы подчиняются неравенству $V_{234} > V_{235} > V_{238}$ или что подвижность молекул $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{-ТБФ}$ с легкими изотопами урана выше.

В заключение сформулируем основные результаты. Исследована кинетика процесса экстракции комплексов $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{-ТБФ}$ в гетерогенной системе малым количеством органического экстрагента ТБФ из раствора азотной кислоты.

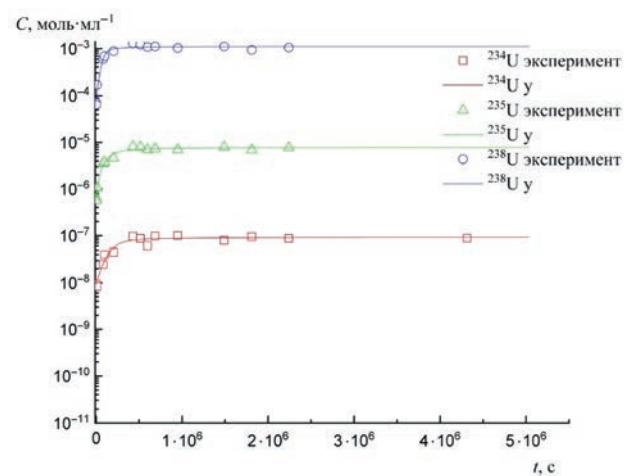


Рис. 5. Параметризация экспериментальных данных функцией Ланжевена для процесса адсорбции изотопов $^{234,235,238}\text{U}$ в системе РР2.

В процессе адсорбции комплексов $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{-ТБФ}$ на вертикальной границе раздела полярного раствора и поверхности неполярного полипропилена изменяется изотопное распределение урана. Если в исходном растворе содержание ^{234}U составляло 0.0016 ± 0.0003 ат. %; $^{235}\text{U} - 0.471 \pm 0.007$ ат. %; $^{238}\text{U} - 99.5 \pm 0.3$ ат. %, то на границе концентрация ^{234}U увеличилась до 0.045 ± 0.003 ат. %, $^{235}\text{U} - 1.55 \pm 0.03$ ат. %, а содержание ^{238}U уменьшилось

Таблица 4. Параметры аппроксимации экспериментальных данных

Изотоп	^{234}U	^{235}U	^{238}U
y_0	3.79×10^{-8}	2.04×10^{-6}	4.76×10^{-4}
x_c	132042.78	46024.85	68165.53
L	5.49×10^{-8}	5.86×10^{-6}	6.39×10^{-4}
s	69833.20	61724.51	27103.66
R^2	0.91	0.96	0.95

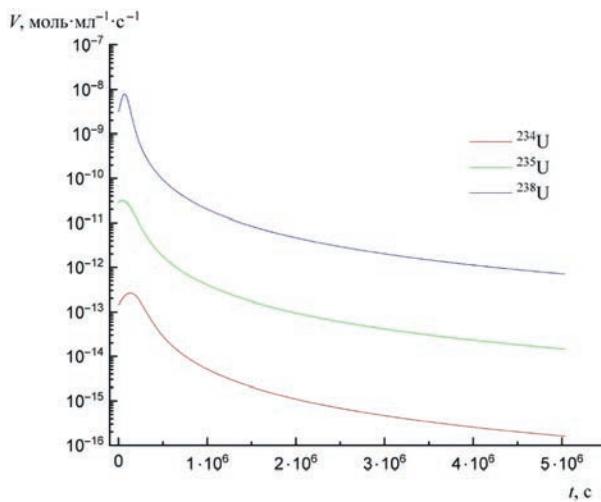


Рис. 6. Скорости $V(t)$ для процесса адсорбции изотопов $^{234,235,238}\text{U}$ в системе РР2.

до 98.4 ± 1.9 ат. %. На этом явлении основан новый способ химического обогащения урана [18].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ласкарин Б.Н., Бабенко А.М., Филиппов Е.А. // Усп. химии. 1975. Т. 156. № 5. С. 761.
- Maomi S., Tetsuya M., Kunihiko T. Redox uranium isotope separation using anion exchangers. US Patent B01, D59/30, US4.118.457. 1973.
- Kawasaki T.M., Yokohama K.T., Fujisawa H.O. Ion exchange enrichment of uranium isotopes. US Patent US4368175A. 1983.
- Жиганов А.Н., Кондаков В.М., Короткевич В.М. Метод химического разделения изотопов урана. Патент РФ RU2120329C1, кл. B01D59/22, C01G43/00. 1998.
- Дельваль П. Способ изотопного химического обогащения урана. Патент СССР № 867283. 1981.
- Крамаренко Е.Ю., Гордиевская Ю.Д. Принципы самоорганизации в растворах амифильных молекул. М.: РАН, 2017. С. 27.
- Павлюченко М.М., Лазерко Г.А. // Журн. физ. химии. 1954. Т. 28. № 1. С. 102.
- Ерофеев Б.В., Соколова Н.Д. Таблицы для расчетов по топокинетическому уравнению α -1-exp (-kt_n). Минск: Академия наук БССР, 1963. С. 132.
- Сакович Г.В. // Учен. зап. Томск. гос. ун-та им. В. В. Куйбышева. 1955. № 26. С. 103.
- Douven S., Paez C.A., Gommes C.J. // J. Colloid Interface Sci. 2015. V. 448. P. 437.
- Корж Е.А., Клименко Н.А. // Пробл. совр. науки и образования. 2017. Т. 87. № 5. С. 1.
- Крижановская О.О., Синяева Л.А., Карпов С.И. // Сорбцион. и хроматограф. проц. 2014. Т. 15. № 5. С. 784.
- Ho Y.S., McKay G. // PSEP. 1998. V. 76. P. 183.
- Ho Y.S., McKay G. // PSEP. 1998. V. 76. P. 332.
- Ho Y.S. // J. Hazard. Mater. B. 2006. V. 136. P. 681.
- Yakout S. M. // Carbon Sci. Technol. 2010. No. 1. P. 144.
- Zinoviev V.G., Rumyantseva D.A., Serebrov A.P. et al. // J. Radioanalyst. Nucl. Chem. 2023. V. 332. P. 2027.
- Зиновьев В.Г., Румянцева Д.А., Митропольский И.А. и др. Способ химического обогащения урана легкими изотопами. Патент РФ RU2756277C1, кл. G21C19/42. 2021.

Features of the isotopic distribution of uranium at the boundary of polar and nonpolar media

D. A. Rumyantseva^{1,*}, V. G. Zinoviev¹, I. A. Mitropolsky¹

¹ B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics, Institute of National Research Center “Kurchatov Institute”, Gatchina, 188300, Russia
* e-mail: rumyantseva_da@pnpi.nrcki.ru

The adsorption process of complexes $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{TBP}$ in a heterogeneous system at the interface of polar solution of 5.6 M HNO_3 and the surface of nonpolar polypropylene(C_3H_6)_n is studied. The isotopic distribution of uranium changes at the vertical interface of the media. The kinetics of the extraction process of complexes $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 2\text{TBP}$ in the heterogeneous system is described by the pseudo-first-order model of Erofeev–Kolmogorov and pseudo-second-order model of Ho and McKay.

УДК 550.835.212

МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВА ОТРАБОТАННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

© 2024 г. К. В. Ершов^{1, 2, *}, Н. Е. Мишина¹, Д. В. Тимонин¹

¹ Акционерное общество «Радиевый институт имени В. Г. Хлопина», Санкт-Петербург, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики имени Б. П. Константина Константинова Национального исследовательского центра

«Курчатовский институт», Гатчина, Россия

* E-mail: ershov.k@khlopin.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

В Радиевом институте им. В. Г. Хлопина была создана многопараметрическая система регистрации ионизирующих излучений (далее МПСР) для определения состава отработанного ядерного топлива с целью внедрения в производственные циклы переработки топлива, в частности, для анализа состава жидкостей в гидрометаллургическом переделе. Основной задачей было создание универсального прибора (программно-аппаратного комплекса), который можно адаптировать для определения концентрации радиоактивных изотопов в различных технологических циклах путем замены детекторов и/или перенастройки программного обеспечения.

DOI: 10.31857/S0367676524110213, EDN: FJYZVZ

ВВЕДЕНИЕ

В состав отработанного ядерного топлива (далее ОЯТ) могут входить, как элементы, соответствующие ядрам, образовавшимся в результате деления, с атомной массой 90–144 а.е.м (табл. 1), так и уран и трансуранные элементы с атомной массой 232–244 (табл. 2), образующиеся, в основном, в последовательных реакциях $n-\gamma$ и β -распада. В выдержанном ОЯТ водо-водяных энергетических реакторов содержится около 50 изотопов продуктов деления, примерно половина из которых подвержены β - и γ -распаду. Уран и трансуранные элементы, содержащиеся в выдержанном ОЯТ (около 20 изотопов), все подвержены α -распаду, за исключением ^{241}Pu , который распадается в β -процессах: β -распадом и электронным захватом [1].

Все активные изотопы могут быть качественно определены спектроскопическими методами (методами α -, β - и γ -спектроскопии), а при наличии стандарта могут быть определены количественно [2, 3]. Многопараметрические измерения дают принципиальную возможность использовать методы прямых измерений (например, метод со-впадений) для определения активности жидкой пробы, находящейся в кювете. МПСР может быть использована для элементного анализа не только активных элементов при помощи таких методов,

как: рентген-флуоресцентный анализ [4, 7], активационный анализ [5], гамма-абсорбционный анализ [6, 7].

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для макета МПСР была реализована схема, изображенная на рис. 1. Установка состоит из двух частей: аналоговой и цифровой. В аналоговой части проводится амплитудно-временной анализ импульсов, поступающих из многодетекторной системы. При помощи МПСР регистрируется лист-мода, т.е. поток данных, состоящий из времени прихода и амплитуды импульсов по каждому каналу. Далее поток данных может быть записан на носитель и (или) обработан при помощи прикладных программ. В макете были реализованы 4 канала, из которых одновременно использовались только 2. Из лист-моды могут быть сформированы амплитудные спектры, вычислены совпадения или проведена другая математическая обработка.

Для проверки работоспособности системы использовались специальные кюветы, куда поступали азотнокислые растворы радионуклидов. К кюветам монтировались β - и γ -детекторы, кремниевый детектор α -частиц был встроен внутрь кюветы. В качестве образцов трансуранных элементов

Таблица 1. Активные изотопы продуктов деления

Нуклид	Период полураспада, $T_{1/2}$, лет	Масса, г/т ОЯТ	Активность, Бк/т ОЯТ
Цезий-137	$3 \cdot 10^1$	1367	4402
Барий-137m	$4.9 \cdot 10^{-6}$	0.00021	4164
Иттрий-90	$7.3 \cdot 10^{-3}$	0.15	3024
Стронций-90	$2.9 \cdot 10$	588	3024
Прометий-147	2.60	29	1012
Цезий-134	2.10	19	932
Криптон-85	$1.1 \cdot 10$	20	291
Европий-154	8.80	22	212
Родий-106	$9.4 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	209
Рутений-106	1.00	1.7	209
Празеодим-144	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	92
Церий-144	$8.2 \cdot 10^{-1}$	0.82	92
Сурьма-125	2.70	1.8	69
Европий-155	5.00	2.8	48
Теллур-125m	$1.6 \cdot 10^{-1}$	0.024	16
Самарий-151	$9.0 \cdot 10^1$	15	14
Тритий	$1.2 \cdot 10^1$	0.032	11.3
Празеодим-144m	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	1.4
Технеций-99	$2.1 \cdot 10^5$	1003	0.63
Цирконий-93	$1.5 \cdot 10^6$	922	0.086
Углерод-14	$5.7 \cdot 10^3$	0.14	0.022
Серебро-110m	$6.8 \cdot 10^{-1}$	0.000011	0.002
Йод-129	$1.60 \cdot 10^7$	229	0.0015
Ниобий-95	$9.6 \cdot 10^{-2}$	$9.2 \cdot 10^{-10}$	$1.33 \cdot 10^{-6}$

Таблица 2. Актиноиды, содержащиеся в ОЯТ

Изотоп	Молекулярная масса	$T_{1/2}$, лет	Масса, кг/т ОЯТ	Активность, ТБк/т ОЯТ*
Плутоний-241	241	$1.44 \cdot 10^1$	1.1	4100 (b)
Плутоний-238	238	$8.77 \cdot 10^1$	0.27	170
Кюрий-244	244	$1.81 \cdot 10^1$	0.052	160
Америций-241	241	$4.32 \cdot 10^2$	0.47	60
Плутоний-240	240	$6.54 \cdot 10^3$	2.7	23
Плутоний-239	239	$2.41 \cdot 10^4$	5.7	13
Америций-243	243	$7.38 \cdot 10^3$	0.18	1.30
Кюрий-243	243	$2.85 \cdot 10^1$	0.00047	0.90
Кюрий-242	242	$4.5 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{-7}$	0.25
Плутоний-242	242	$3.76 \cdot 10^5$	0.75	0.11

Таблица 2. Окончание

Изотоп	Молекулярная масса	$T_{1/2}$, лет	Масса, кг/т ОЯТ	Активность, ТБк/т ОЯТ*
Кюрий-245	245	$8.5 \cdot 10^3$	0.0051	$3.2 \cdot 10^{-2}$
Нептуний-237	237	$2.14 \cdot 10^6$	0.63	$1.7 \cdot 10^{-2}$
Уран-236	236	$2.34 \cdot 10^7$	5	$1.2 \cdot 10^{-2}$
Уран-238	238	$4.47 \cdot 10^9$	812	$1.0 \cdot 10^{-2}$
Плутоний-236	236	2.85	$4.2 \cdot 10^{-7}$	$8.3 \cdot 10^{-3}$
Уран-232	232	$6.89 \cdot 10^1$	$2.7 \cdot 10^{-6}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$
Уран-235	235	$7.04 \cdot 10^8$	7.6	$6.1 \cdot 10^{-4}$

Примечание. * α -распад, за исключением плутония-241.

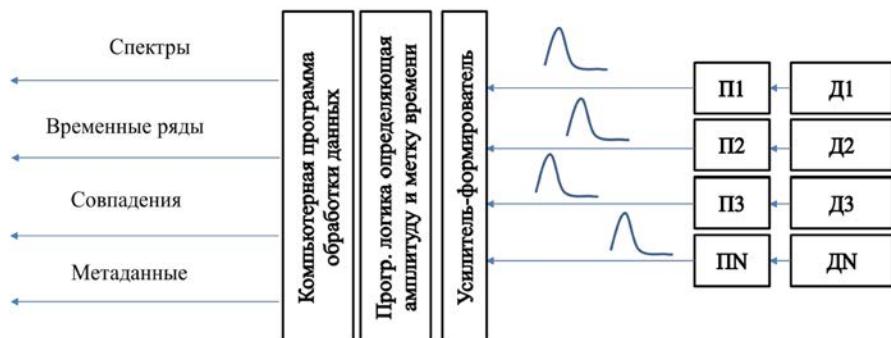


Рис. 1. Блок-схема многопараметрической установки, созданной по техническому заданию Радиевого института им. В. Г. Хлопина.

использовались растворы Am, Ru в одномолярной азотной кислоте, в качестве образцов ядер деления – водные растворы ^{137}Cs . Для определения концентрации Am, Ru в растворах использовались спектральные данные, полученные от погружного кремниевого детектора. В качестве аналитического сигнала использовался интегральный счет погружного альфа-спектрометра. Для примера на рис. 2 в графическом виде представлены результаты испытаний для плутония.

Для тестирования системы в режиме совпадений использовались водные растворы ^{137}Cs . Для регистрации совпадений использовались электронный и рентгеновский каналы, т. к. корреляции между β -частицами и γ -квантами линии 662 кэВ не наблюдается из-за большого (2.5 мин) времени жизни уровня 662 кэВ. На рис. 3 приведен интерфейс программы для работы с данными МПСР. Интерфейс содержит 4 окна. В двух окнах – амплитудные спектры рентгеновского и электронного каналов, справа от них панели дискриминации. В левом нижнем углу расположено окно 2D диаграммы совпадений. Справа внизу отображается динамика вычисленного значения активности в виде графика зависимости активности (кБк) от

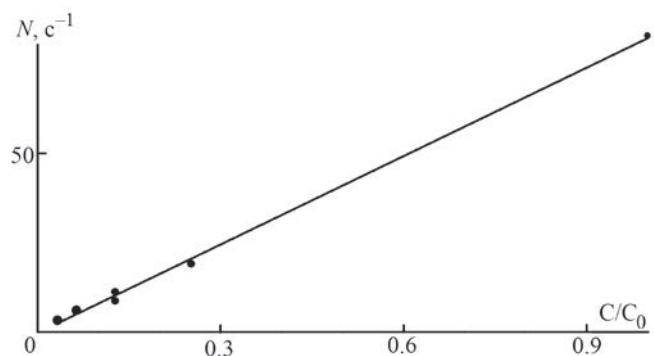


Рис. 2. Зависимость интегрального счета детектора от отношения концентрации измеряемого раствора к исходному для образцов плутония. Удельная активность исходного раствора 60 кБк/г.

времени (с). В данном случае окна дискриминации установлены так, что анализируется полностью весь диапазон зарегистрированных импульсов за исключением первых 5 каналов. Из окна диаграммы совпадений видно, что есть области с более высокой плотностью совпадений. Для электронов

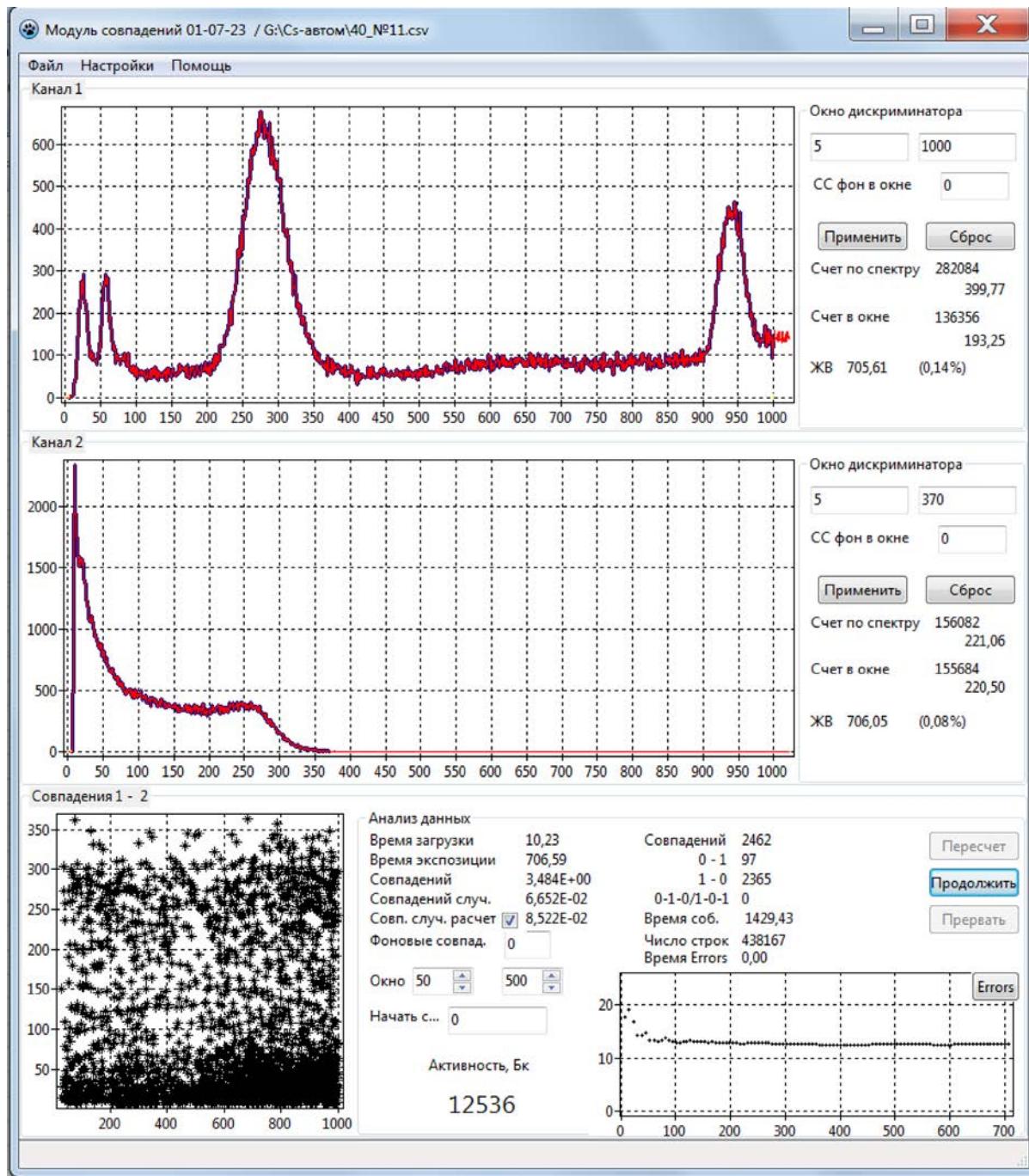


Рис. 3. Интерфейс программы для работы с данными МПСР.

(канал 2) – это область конверсионных электронов ~ 220 – 300 кэВ и область ~ 0 – 100 кэВ.

Из диаграммы не очевидно, что количество совпадений между линией рентгена 32 кэВ (200–300 каналы) и конверсионных электронов (220–300 каналы) выше, чем на других участках диаграммы. Для выяснения этого вопроса были рассчитаны совпадения различных областей рентгеновского спектра с двумя областями амплитуд (энергий)

электронов. Расчет по амплитудам рентгеновских импульсов велся с шагом 100 каналов, с окном дискриминации 100 каналов (рис. 4).

Из рис. 4 видно, что электронные импульсы с амплитудами в области конверсионных электронов не коррелируют ни с какими импульсами, соответствующими рентгеновским линиям. Напротив, для области электронных импульсов от 0 до 100 канала корреляция с линией рентгена 32 кэВ

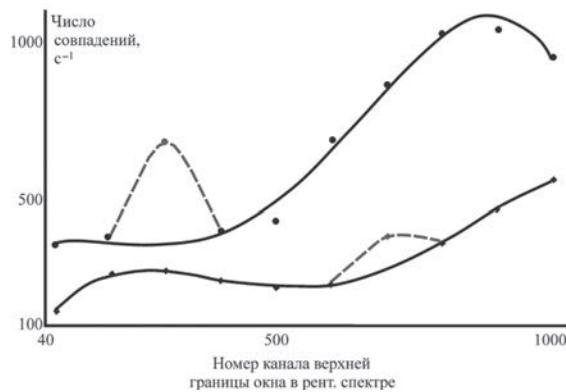


Рис. 4. Зависимость числа совпадений для различных областей амплитуд импульсов (энергий) по каналу 1 (рентгеновское излучение) и 2 (электроны): ♦ — кривая зависимости для диапазона амплитуд импульсов электронов (220–300 канал); • — кривая зависимости для диапазона амплитуд импульсов электронов (0–100 канал). Окно дискриминации для рентгеновских импульсов 100 каналов.

очевидна. По мнению авторов, это свидетельствует о том, что регистрируются совпадения рентгеновского излучения 32 кэВ с многократно рассеянными электронами, и существенная часть зарегистрированных совпадений представляют собой излучение, рассеянное в защите, а имеющиеся локальные максимумы на кривых соответствуют в одном случае корреляции линии 32 кэВ с рассеянными в установке электронами, а в другом — совпадениям между рассеянными рентгеновскими квантами и электронами. Положение и величина максимумов, видимо, сильно зависят от геометрии установки. При этом значения активности, полученные методом совпадений, соответствуют по порядку величины (50–70%) реальной активности кюветы.

На рис. 5 приведены результаты эксперимента с водными растворами ^{137}Cs различной концентрации в виде диаграммы, где по оси X — номера экспериментов (соответствуют хронологическому порядку испытаний), а по оси Y — относительные единицы, к которым приведены различные типы данных, которые получены в результате измерений при помощи МПСР и в контрольных измерениях с использованием γ -спектрометра DSPec-50 производства ORTEC с HPGe-детектором. Для контрольных измерений отбирались аликовты растворов из ячеек после измерений в ячейках. Из рисунка видно, что все спектроскопические измерения дают похожие результаты. Кривая совпадений демонстрирует существенные отличия в поведении, что, возможно, обусловлено малой статистикой совпадений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, создана многопараметрическая система регистрации ионизирующих излучений

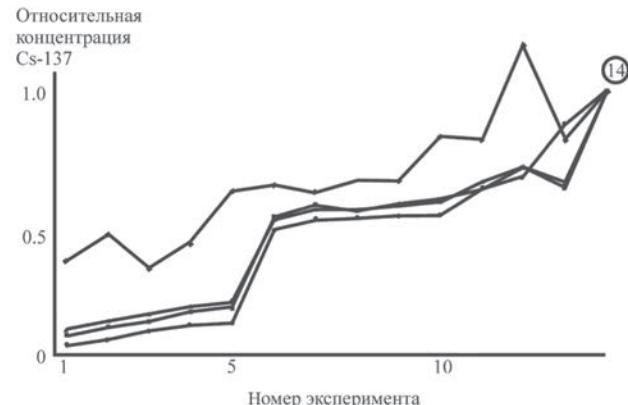


Рис. 5. Сводные результаты эксперимента по измерению концентрации ^{137}Cs в азотокислом растворе: ♦ — совпадения; ▲ — конверсионные электроны; ■ — рентгеновское излучение; • — контрольные измерения аликовтов на γ -спектрометре с HPGe-детектором. Ось X — номер эксперимента, ось Y — относительные единицы.

(МПСР). Эксперименты с азотокислыми и водными модельными растворами показали работоспособность системы для мониторинга гидрометаллургического передела ОЯТ. Прямое измерение удельной (объемной) активности растворов при помощи МПСР возможно, но требует модернизации системы, методики измерений и дальнейших экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Сидоренко В.Д. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: справочник. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. Верховская Е.А., Ершов К.В., Мишина Н.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1343; Verkhovskaya E.A., Ershov K.V., Mishina N.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1111.
3. Алексеев И.Е., Белов С.Е., Ершов К.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1172; Alekseev I.E., Belov S.E., Ershov K.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 971.
4. Hequn Lia, Zhiqiang Xu, Weidong Wang et al. // Miner. Eng. 2019. V. 131. P. 14.
5. Афонин А.А., Бурмистров Ю.М., Викентьев И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1374; Afonin A.A., Burmistrov Y.M., Vikentyev I.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1059.
6. Фролов В.В. Ядерно-физические методы контроля делящихся веществ. М.: Атомиздат, 1989.
7. Reilly D., Ensslin N., Smith H. Jr. Passive nondestructive assay of nuclear materials. Washington, 1991.

A multiparametric system to determine the composition of spent fuel by analyzing its radiation

K. V. Ershov^{1, 2}, * N. E. Mishina¹, D. V. Timonin¹

¹ *V.G. Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021, Russia*

² *B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre*

«Kurchatov Institute», Gatchina, 188300, Russia

** e-mail: ershov_kv@pnpi.nrcki.ru*

A multiparametric recording system of radiation was created at the Khlopin Radium Institute to determine the composition of spent nuclear fuel to introduce it into fuel processing production cycles, in particular, to analyze the composition of liquids in hydrometallurgical conversion. The main task was to create a universal device (hardware and software complex) that can be adapted to determine the concentration of radioactive isotopes in various technological cycles by replacing detectors and/or reconfiguring software.

УДК 550.835.212

ТРАНСМУТАЦИЯ Am-241 НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ПЕТЕРБУРГСКОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

© 2024 г. И. Е. Алексеев¹, К. В. Ершов^{1, 2, *}

¹ Акционерное общество «Радиевый институт имени В.Г. Хлопина», Санкт-Петербург, Россия

² Федеральное государственное бюджетное учреждение «Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константина Национального исследовательского центра

«Куриатовский институт», Гатчина, Россия

* E-mail: ershov.k@khlopin.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Ранее авторами была выполнена оценка потока нейтронов от синхротрона Петербургского института ядерной физики для различных конфигураций замедлителя вблизи внутренней мишени, используемой для создания потока нейтронов при помощи реакции спаллейшн. Выполнена успешная попытка трансмутации Am-241.

DOI: 10.31857/S0367676524110226, EDN: FJXJTD

ВВЕДЕНИЕ

В отработанном ядерном топливе (ОЯТ) содержатся десятки радионуклидов. Часть из них может быть использована после переработки топлива, часть попадает в отходы. При этом отходы, содержащие короткоживущие изотопы, представляют наибольшую опасность, но быстро распадаются, долгоживущие радиоизотопы – малоактивны. Изотоп америция Am-241, обладает периодом полураспада в 432.6 г и достаточно активен (3.5 Кюри/г), в отработанном топливе его содержится значительное количество (например, в ОЯТ ВВР-1000 примерно 0.5 кг/т). В этой работе описан эксперимент по трансмутации (превращению) Am-241 в другие элементы при облучении нейtronами различных энергий. В качестве источника нейтронов использовался синхроциклотрон ПИЯФ, где на установке ГНЕЙС нейтроны образуются в реакции спаллейшн [1]. Подробное описание нейтронного спаллейшн-источника приведено в [2], а самого синхротрона ПИЯФ в [3].

Эксперимент проводился во время работы стенда GNEISS [2] и использовал внутреннюю мишень ускорителя для генерации потока нейтронов. В предыдущем эксперименте [1] для мониторов нейтронного потока применялась фольга из нержавеющей стали толщиной 10.8 мкм, которая в этом эксперименте служила также и подложкой для нанесения Am-241.

Свойства излучения Am-241 позволяют идентифицировать его с высокой точностью в образце [4, 5]. При облучении Am-241 нейtronами различных энергий возможны следующие ядерные реакции [6, 7]:

- 1) $^{241}_{95}\text{Am} + {}^1_0n \rightarrow {}^{242}_{95}\text{Am} + \gamma$;
- 2) $^{241}_{95}\text{Am} + {}^1_0n \rightarrow {}^{240}_{95}\text{Am} + 2 {}^1_0n$;
- 3) $^{241}_{95}\text{Am} + {}^1_0n \rightarrow {}^{241}_{94}\text{Pu} + {}^1_1p$;
- 4) $^{241}_{95}\text{Am} + {}^1_0n \rightarrow {}^{240}_{94}\text{Pu} + {}^2_1d$
- 5) $^{241}_{95}\text{Am} + {}^1_0n \rightarrow {}^{238}_{93}\text{Np} + {}^4_2\text{He}$;
- 6) деление.

В эксперименте искали конечные продукты вышеупомянутых реакций и их дочерних изотопов, см. табл. 1.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА НА СИНХРОТРОНЕ

Использовался набор тех же замедлителей, что и в предыдущем эксперименте: пять 24-литровых канистр, размещенных непосредственно под мишенью (подробнее см. [1]). Схема эксперимента не изменилась (рис. 1), но, видимо, замедлители оказались несколько сдвинутыми относительно свинцовой мишени (см. раздел результаты эксперимента) по сравнению с [1]. Облучение проводилось в течение 100 часов.

После облучения фольги исследовались с помощью гамма-спектрометра с детектором HPGe,

Таблица 1. Пороговые реакции для различных энергий

Реакция	Энергетический порог, МэВ	Сечение, барн	Целевой продукт
n, γ	0	Более 7000	$^{242}\text{Am} \rightarrow ^{242}\text{Cm}$ (83%) $^{242}\text{Am} \rightarrow ^{242}\text{Pu}$ (17%)
$n, 2n$	6.675	Менее 0.3	$^{240}\text{Am} \rightarrow ^{240}\text{Pu}$
$n, {}^4\text{He}$	0	Менее 1	$^{238}\text{Np} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$
$n, {}^4\text{He} + n$	0	Данные отсутствуют	$^{237}\text{Np} \rightarrow ^{233}\text{Pa}$
n, p	0	Данные отсутствуют	$^{241}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Am}$
n, d	2.265	Данные отсутствуют	$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{236}\text{U}$
n, f	0	Более 50	$Z = 40-63$ ($^{95}\text{Zr} \dots ^{156}\text{Eu}$)

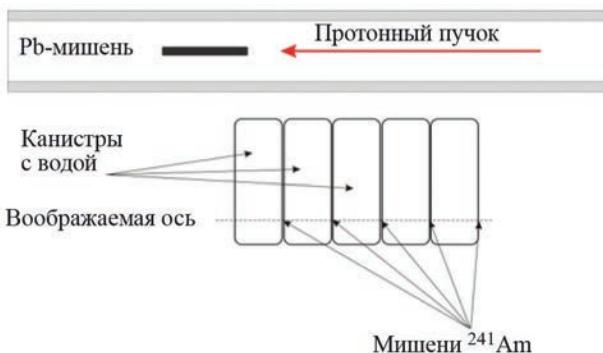


Рис. 1. Схема эксперимента.

с помощью ионизационной альфа-камеры и при помощи электронного микроскопа Сохем EM-30.

ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ – РЕНТГЕНФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ (РФА)

Для анализа состава фольги и поиска ядер деления, которые могут и не быть радиоактивными, а также для контроля равномерности состава поверхности использовалась электронная микроскопия – РФА [8]. Облученные образцы и необлученная фольга были проанализированы при помощи электронного микроскопа Сохем EM-30, который позволяет как получать усредненный по поверхности элементный состав образца, так и картирование элементов по поверхности. Разница в составе облученных и не облученных образцов не обнаружено, обнаруживаемые элементы по поверхности распределены равномерно, состав образцов, полученный при помощи РФА, приведен в табл. 2.

Таблица 2. Состав образцов, полученный методом РФА

Элемент	Доля в весовых процентах	σ (среднекв. отклон.)
Fe	64.5	0.3
Cr	19.1	0.2
Ni	9.8	0.2
O	3.5	0.2
Mo	1.7	0.2
Na	0.8	0.1
Si	0.5	0.1

Определение состава потока нейтронов, проходящего через образцы

Все образцы исследовались на твердотельном гамма-спектрометре, состоящем из детектора HPGe GX1018 (энергетическое разрешение при фотопике 88 кэВ не хуже 0.620 кэВ, при фотопике 1332 кэВ не хуже 1.600 кэВ) и детектора GUL0035 (энергетическое разрешение при фотопике 5.9 кэВ не хуже 130 эВ), а также цифрового анализатора LYNX (Canberra Industries Inc., США). Результаты измерений обрабатывались с помощью программного комплекса Genie-2000 (разработан компанией Canberra Industries, США). Подробнее о калибровке данного комплекса см. [1].

Были обнаружены γ -линии, отнесенные к радиоактивным изотопам: $^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$, ^{51}Cr , ^{56}Mn , ^{56}Co . Эти изотопы образуются в следующих ядерных реакциях [6, 7]:

- 1) $^{98}_{42}\text{Mo} + {}^1_0n \rightarrow {}^{99}_{42}\text{Mo} \xrightarrow{\beta(66 \text{ часов})} {}^{99m}_{43}\text{Tc}$;
- 2) $^{50}_{24}\text{Cr} + {}^1_0n \rightarrow {}^{51}_{24}\text{Cr} \xrightarrow{\varepsilon(27.7 \text{ дн})} {}^{51}_{23}\text{V}$;
- 3) $^{56}_{26}\text{Fe} + {}^1_0n \rightarrow {}^{56}_{25}\text{Mn} + {}^1_1p$; ${}^{56}_{25}\text{Mn} \xrightarrow{\beta(2.6 \text{ часа})} {}^{56}_{26}\text{Fe}$;
- 4) ${}^{56}_{26}\text{Fe} + {}^1_1p \rightarrow {}^{56}_{27}\text{Co} + {}^1_0n$; ${}^{56}_{27}\text{Co} \xrightarrow{\beta(77.2 \text{ дн})} {}^{56}_{26}\text{Fe}$.

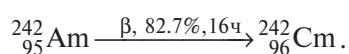
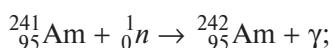
В работе [1] по первым двум реакция определялся образец, в котором количество тепловых нейтронов максимально, т.к. реакция имеет 1) существенно меньшее сечение для тепловых нейтронов по сравнению с реакцией; 2) ~15 барн для Cr и ~0.13 барн для цепочки Mo/Tc, см. [1]. Для эпитетловых нейтронов сечения близки, для быстрых нейтронов сечение для Mo/Tc существенно выше, чем для Cr. Таким образом, в этой работе в образце № 1 преобладают тепловые нейтроны, в № 2, 3 – эпитетловые и переходные, в образце № 4 – быстрые. При этом общий поток нейтронов, очевидно, снижается во всех образцах при переходе от образца с большим номером к образцу с меньшим номером, а между вторым и первым образца-

Таблица 3. Распределение в образцах радиоизотопов, полученное методом γ -спектроскопии

Радионуклид	Активность в образце, Бк			
	1	2	3	4
$^{99}\text{Mo}/^{99m}\text{Tc}$	40	820	1350	2390
^{51}Cr	1150	1440	2510	500
^{56}Mn	280	–	–	–
^{56}Co	–	370	870	80

ми снижается количество тепловых нейтронов из-за захвата водой (водородом). В отличие от предыдущего эксперимента [1], во всех образцах, кроме первого, обнаружены следы облучения протонами (присутствие Co-56, табл. 3).

Из всех путей трансмутации был обнаружен только один:



Были обнаружены α -линии кюрия с энергиями: 6069 и 6113 кэВ. Других свидетельств трансмутации обнаружено не было, что не удивительно, т.к. масса америция в мишенях составила 10.3–18.7 нг (соответственно активность мишеней 1356–2535 Бк). Выходы Cm-242 в мишенях (в процентах от активности Am-241: фольга 1–0.0066 %, фольга 2–0.0110 %, фольга 3–0.0159 %, фольга 4 – нет).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Первоначальная цель эксперимента была достигнута, трансмутация Am241 была осуществлена, активности получившегося продукта измерены. Однако из-за малого количества вещества не удалось увидеть другие каналы трансмутации, из-за

сдвига замедлителя и образцов относительно внутренней свинцовой мишени в спектре появились продукты взаимодействия стальных мониторов с протонами, наличие протонов может усложнить интерпретацию будущих экспериментов. Для качественной оценки энергетического состава потоков нейтронов и вычисления средней «температуры» нейтронного газа в местах расположения образцов необходимо проведение численных расчетов методом Монте–Карло.

ПЕРСПЕКТИВА ДАЛЬНЕЙШИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Следующим этапом развития данного эксперимента может стать проведение эксперимента с использованием большого количества америция. Такой эксперимент станет уже весьма дорогостоящим как в силу организационных проблем, так и из-за высокой стоимости образцов. Также необходимо вместо стальных мониторов использовать фольги из чистых металлов (что предлагалось в [1], но не удалось реализовать в этом эксперименте), которые нужно будет проанализировать на нескольких приборах, чтобы зарегистрировать короткоживущие изотопы одновременно на всех образцах, пока активность их высока.

Авторы выражают благодарность коллегам из ПИЯФ: Щербакову О. А., Воробьеву А. С., Гагарскому А. М. и Иванову Е. М. Без них эта работа не могла бы быть выполнена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев И.Е., Белов С.Е., Ершов К.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1315; *Alekseev I.E., Belov S.E., Ershov K.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1088.*
2. *Shcherbakov O.A., Vorobyev A.S., Ivanov E.M. et al. // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 81.*
3. Абросимов Н.К., Воробьев А.А. // Вестн. АН СССР. 1972. № 11. С. 42.
4. Алексеев И.Е., Белов С.Е., Ершов К.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1172; *Alekseev I.E., Belov S.E., Ershov K.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 971.*
5. Желтоножская М.В., Желтоножский В.А., Мызников Д.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1172; *Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Myzников D.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1122.*
6. <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3>
7. <https://www-nds.iaea.org/exfor>
8. Beckhoff B., Kanngießer B., Langhoff N. et al. Handbook of practical X-ray fluorescence analysis. Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.

Transmutation of Am-241 at the Petersburg Nuclear Physics Institute synchrotron

I. E. Alekseev¹, K. V. Ershov^{1, 2, *}

¹ *V.G. Khlopin Radium Institute, Saint-Petersburg, 194021, Russia*

² *B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, National Research Centre*

«Kurchatov Institute», Gatchina, 188300, Russia

** e-mail: ershov_kv@pnpi.nrcki.ru*

Previously, the authors estimated the neutron flux from the Petersburg Nuclear Physics Institute synchrotron for various moderator configurations near the internal target used to create a neutron flux using the spallation reaction. In this work, an attempt to transmute Am-241 was successful.

УДК 539.143.

ОЦЕНКИ ЭНЕРГИЙ 2_1^+ - $, 4_1^+$ - $, 6_1^+$ -СОСТОЯНИЙ В ЯДРАХ ЛАНТАНОИДНОЙ ГРУППЫ

© 2024 г. А. Д. Ефимов^{1, 2, *}, И. В. Коваль¹, И. Н. Изосимов³

¹ Государственный университет морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова.

² Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

³ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

* E-mail: efimov98@mail.ru

Поступила в редакцию 30.10.2023

После доработки 23.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Исходя из имеющейся корреляции энергии деформации и нижайшей энергии возбуждений были получены оценки для энергий 2_1^+ -состояний ядер лантаноидной группы. Рассмотренная систематика отношений энергий в ротационной полосе позволила также получить оценки для 4_1^+ - и 6_1^+ -состояний данной группы ядер.

DOI: 10.31857/S0367676524110234, EDN: FJJNPQ

ВВЕДЕНИЕ

Особенность ядерных моделей в том, что с их помощью, как правило, пытаются воспроизвести известные экспериментальные данные. Отчасти это связано с тем, что в любой микроскопической теории рассматривается ограниченное число различных процессов, что приводит к понятию эффективности сил, которые естественно испытывают изменения при переходе от одного ядра к другому. В силу этого полезным может оказаться поиск систематик различных характеристик ядер и поиск возможных корреляций между ними. Примером таких систематик может служить недавно рассмотренное описание полиномами массовых поверхностей и парных энергий ряда четно-четных и нечетных деформированных ядер с массовыми числами в диапазоне от 150 до 190 [1]. Это дает возможность определения парной энергии из знания массы всего одного соседнего нечетного ядра.

Другим предметом исследования является структура сверхтяжелых ядер. Для того, чтобы осуществить расчеты структуры возбужденных состояний желательно иметь априорные энергии нижайших возбуждений. Это оказывается полезным и для будущих экспериментов. Аналогично это касается ядер лантаноидной группы, а именно для тех ядер, которые сильно удалены от дорожки β -стабильности. Ориентируясь на эти оценки можно было бы расширить область рассматриваемых изотопических цепочек по сравнению с тем, что

было сделано при исследовании четных изотопов Хе [2], Ва [3], Се [4].

Ранее в работах [5] для тяжелых и сверхтяжелых ядер была обнаружена корреляция между энергией первого возбуждения в четно-четных ядрах и энергией деформации E_{def} , которая определяется как разность между энергией ядра при его равновесной деформированной и сферической формами

$$E_{\text{def}} = E(\beta) - E(0). \quad (1)$$

Оценки для данной энергии были взяты из [6]. Оказалось, что обнаруженная корреляция успешно аппроксимируется с помощью соотношения

$$E(2_1^+) = b_1 + b_2 e^{aE_{\text{def}}}, \quad (2)$$

что можно использовать обратно для получения оценки энергии нижайшего возбуждения до проведения эксперимента. Относительно работы [6]. Не исключено, что она дает по модулю завышенные оценки для энергий деформаций (в частности, это проявилось при расчете тяжелых ядер в работе [7]), но важно то, что полученные в едином подходе энергии деформации соотносятся с экспериментальными энергиями возбуждений. Это дает возможность получать корректные оценки для энергий нижайших 2_1^+ -состояний. Кроме того, в работе [6] представлены оценки энергии деформации практически во всем диапазоне ядер от самых легких до ядер с $Z = 100$.

В этой же области ядер также была рассмотрена систематика отношений энергий во вращательной полосе. Это позволило получить оценки энергии для 4_1^+ - и 6_1^+ -состояний, используя данные об энергиях состояний 2_1^+ [8].

Конкретно была рассмотрена систематика отношений

$$R = R_4 = \left(E(4_1^+) / E(2_1^+) \right) / (10 / 3);$$

$$R_6 = \left(E(6_1^+) / E(2_1^+) \right) / 7. \quad (3)$$

Если для классического ротационного спектра эти отношения равны единице, то для идеального вибратора с равными интервалами энергий они соответственно равны $R_4 = 0.600$ и $R_6 = 0.4286$. В наблюдаемых спектрах, но не для полумагических и близких к ним ядер, числовые значения этих отношений всегда оказываются больше.

Для ядер с известными энергиями данные отношения хорошо воспроизводятся с помощью аппроксимационных соотношений

$$R = a \exp[-\left((E(2_1^+) - E_0) / b \right)^2] + c. \quad (4)$$

Еще раз подчеркнем, что мы производим параметризацию величин R_4 и R_6 по большому набору ядер в то время, как обычно производилась параметризация энергий в основной полосе состояний для каждого отдельного ядра.

Успех соответствующих аппроксимаций как относительно энергий $E(2_1^+)$, так и представленных отношений энергий для тяжелых и сверхтяжелых ядер стимулировал продолжить соответствующее рассмотрение относительно ядер лантаноидной группы, а именно, для ядер с Z от 58 до 68.

АППРОКСИМАЦИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ

При рассмотрении ядер лантаноидной области аппроксимации были рассмотрены отдельно для числа нейтронов как с $N < 82$, так и с $N > 82$. Это приводит к несколько различным значениям параметров (табл. 1 и 2) в соотношениях (2) и (4) в зависимости от принадлежности нейтронов к той или иной оболочке. Различие параметров обусловлено уже тем, что фермионное конфигурационное пространство оболочки 82–126 больше аналогичного в оболочке 50–82.

В табл. 1 приведены параметры в уравнении (2), позволяющего по энергии деформации [6] оценить энергию первого возбуждения.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости $E(2_1^+)$ от E_{def} для разных диапазонов числа нейтронов, не включая полумагические. Для более тяжелых ядер, что соответствует второму рисунку, реализуется большая энергия деформации и более выраженное

Таблица 1. Параметры в соотношении (2); величина a дана в МэВ $^{-1}$, b_1 и b_2 в МэВ

	a	b_1	b_2
$N < 82$	0.3384	0.12302	0.64714
$N > 82$	0.4236	0.07398	0.88938

плато, когда энергия нижайшего возбуждения меньше 100 кэВ.

Систематика энергий 2_1^+ -состояний, приведенная на рис. 1, 2 показывает, что рассмотренные энергии заметно меньше для ядер с $N > 82$. Кроме того и энергии деформаций для таких ядер доходят до 18 МэВ, чем и обусловлено наличие соответствующего плато на рис. 2.

Аппроксимационные кривые приемлемо воспроизводят экспериментальные энергии, что демонстрирует возможность их использования для

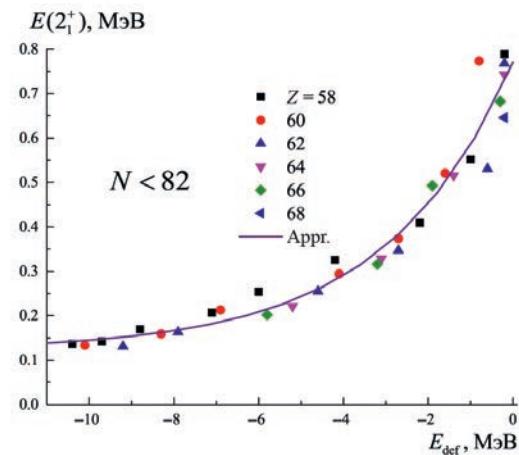


Рис. 1. Экспериментальные энергии $E(2_1^+)$ для $N < 82$ в зависимости от расчетных энергий деформации для четно-четных изотопов с Z от 58 до 68; appr. соответствует аппроксимационной кривой.

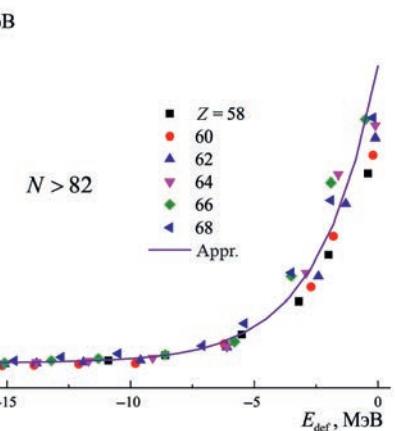


Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, но для ядер с $N > 82$.

оценок нижайших энергий в тех ядрах, которые либо еще не синтезированы, либо энергии которых еще не известны.

В табл. 2 приведены параметры уравнения (4) для R_4 и R_6 отдельно с числами нейтронов с $N < 82$ и с $N > 82$. Соответствующие аппроксимационные кривые приведены на рис. 3, 4, 5, 6 вместе с экспериментальными значениями отношениями R_4 и R_6 .

Для ядер с $N > 82$ приведены два набора параметров, аргр. 1 и аргр. 2, что отражено на указанных рисунках. Вариант аргр. 1 несколько лучше воспроизводит экспериментальные отношения, особенно для R_4 (рис. 4), но значения параметров аргр. 2 ближе к тем, что определяются для ядер с $N < 82$.

Успех аппроксимационного описания отношений R_4 и R_6 связан с тем, насколько природа этих

Таблица 2. Параметры в соотношении (4); величины E_0 и b даны в кэВ, c и a безразмерны

	E_0	b	c	a
$4^+, N < 82$	-160	369	0.70016	0.44642
$6^+, N < 82$	-190	372	0.55525	0.68094
$4^+, N > 82$ (аргр. 1)	-981	780	0.5485	2.7453
$4^+, N > 82$ (аргр. 2)	-160	317.5	0.65436	0.575
$6^+, N > 82$ (аргр. 1)	5	168	0.55183	0.498
$6^+, N > 82$ (аргр. 2)	-190	300	0.52064	0.97901

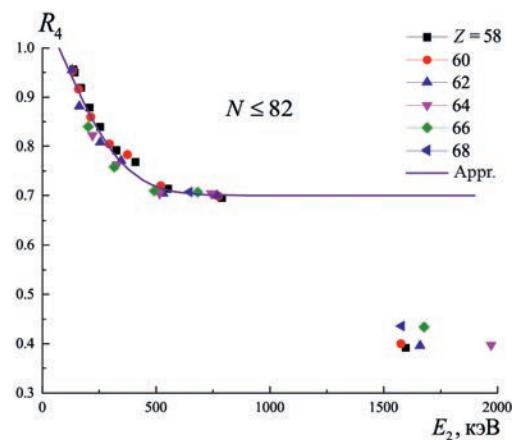


Рис. 3. Экспериментальные и аппроксимационные значения R_4 для ядер с $N \leq 82$.

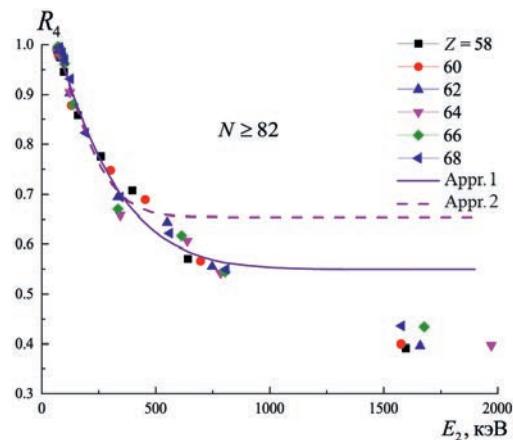


Рис. 4. То же самое, что на рис. 3, но для ядер с $N \geq 82$.

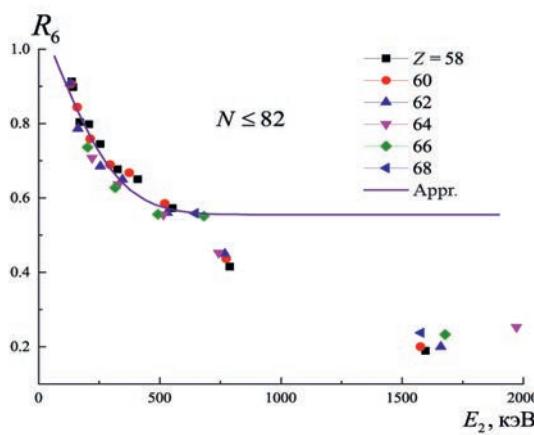


Рис. 5. Экспериментальные и аппроксимационные значения R_6 для ядер с $N \leq 82$.

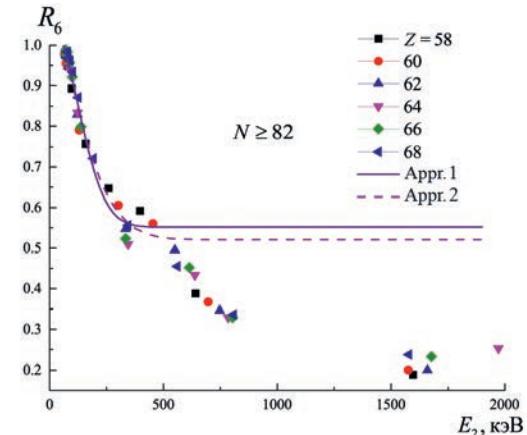


Рис. 6. То же самое, что на рис. 5, но для ядер с $N \geq 82$.

состояний исчерпывается коллективной компонентой. Для ядер с $N < 82$ в соответствии с рис. 3 R_4 вполне удовлетворительно воспроизводится до $E(2_1^+) < 750$ кэВ, т.е. для всех ядер кроме полумагических; для R_6 до 700 кэВ (рис. 5), а далее экспериментальные отношения заметно меньше аппроксимационных. Это значит, что в соответствующих ядрах, а это ядра ^{138}Ce , ^{140}Nd , ^{142}Sm , ^{144}Gd , т.е. в ядрах с числом нейтронов $N = 80$, в волновых функциях 6_1^+ -состояний важную роль играют двухквазичастичные компоненты. В то же время в 4_1^+ -состояниях для ядер с $N = 80$ коллективная компонента должна оставаться определяющей.

На рис. 4 и 6 приведены зависимости R_4 от $E(2_1^+)$ для числа нейтронов с $N \geq 82$ и две аппроксимационные кривые. Первый вариант аппроксимации лучше воспроизводит экспериментальные значения вплоть до 780 кэВ первого возбуждения, но второй соответствует параметрам аппроксимации в соотношении (4) ближе к значениям для области нейтронов с $N < 82$. Для полумагических ядер энергии 2_1^+ -состояний больше 1500 кэВ и экспериментальная величина R_4 заметно меньше аппроксимационного значения. Это свидетельствует о том, что эти ядра относительно 4_1^+ - и 6_1^+ -возбуждений не относятся к вибрационным (дву- и трех-фоновым) возбуждениям, а в значительной степени определяются двухквазичастичной компонентой. В рассмотренной массовой области для полумагических ядер R_4 находится в пределах от 0.39 до 0.44, что соответствует энергии $E(4_1^+)$ от 1.3 до 1.47 в единицах $E(2_1^+)$.

Если нижайшая энергия больше 700 кэВ, то для получения оценки для энергии 4_1^+ -состояния удобно непосредственно воспользоваться первым вариантом аппроксимации.

Относительно R_4 для ядер ^{142}Ce , ^{144}Nd , ^{146}Sm , ^{148}Gd , ^{150}Ce , ^{152}Nd , ^{162}Sm , ^{64}Gd , ^{66}Dy , ^{68}Er , т.е. ядер с числом нейтронов $N = 84$, в волновых функциях 4_1^+ -состояний определенную роль играют двухквазичастичные компоненты. Для 6_1^+ -состояний это справедливо еще в большой степени в соответствии с рис. 6 по тем точкам, которые заметно отклоняются от аппроксимационных кривых.

Цель данных аппроксимаций и систематик может быть двойкой. С одной стороны они могут служить критерием отсутствия заметных вкладов в 4_1^+ - и 6_1^+ -состояниях неколлективных компонент. С другой стороны с целью предсказания энергий данных состояний. Для ядер, соседствующих с полумагическими соответствующие оценки можно сделать непосредственно из графиков.

В качестве иного способа получения оценок энергий 2_1^+ -состояний используется подход, разработанный на основе феноменологического соотношения Гродзинса [9] относительно оценки произведения $E(2_1^+)$ и $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$. Недавно, в работе [10] это соотношение получило подтверждение на

основе микроскопического подхода. Наконец, в работах того же направления [11, 12], используя микроскопическую процедуру Струтинского и коллективную геометрическую модель ядра были получены предсказания энергий возбуждения состояний ядер с $Z > 100$. При этом отправленным пунктом предсказания были значения параметра деформации, а не энергия деформации. Соответствующие оценки для более легких ядер не обсуждались.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ранее была обнаружена корреляция между энергией 2_1^+ -состояний и энергией деформации E_{def} , а также систематика отношений энергий внутри ротационных полос в зависимости от $E(2_1^+)$. Это позволило [8] получить оценки для энергий нескольких первых возбуждений, а именно 2_1^+ - $, 4_1^+$ - $, 6_1^+$ -в четных тяжелых и сверхтяжелых ядрах с Z от 96 до 118.

В настоящей работе аналогичные аппроксимации были получены для лантаноидной группы ядер. Сделано это было отдельно для ядер с числом нейтронов $N < 82$ и с $N > 82$. Полученные оценки могут быть полезны для исследований ядер, сильно удаленных от дорожки β -стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власников А.К., Зиппа А.И., Михайлов В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1519; *Vlasnikov A.K., Zippa A.I., Mikhajlov V.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1309.*
2. Ефимов А.Д., Михайлов В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1395; *Efimov A.D., Mikhajlov V.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 1266.*
3. Ефимов А.Д., Михайлов В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 1244; *Efimov A.D., Mikhajlov V.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. P. 1136.*
4. Ефимов А.Д. // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 380; *Efimov A.D. // Phys. Atom. Nucl. 2020. V. 83. P. 651.*
5. *Efimov A.D., Izosimov I.N. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2021. V. 18. P. 658.*
6. *Hilaire S., Girod M. // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 237.*
7. *Pomorski K., Nerlo-Pomorska B., Bartel J., Schmitt C. // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. 034319.*
8. Ефимов А.Д., Изосимов И.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2023. Т. 78. 2310604; *Efimov A.D., Izosimov I.N. // Moscow Univ. Phys. Bull. 2023. V. 78. P. 121.*
9. *Grodzins L. // Phys. Lett. 1962. V. 105. P. 88.*
10. *Jolos R.V., Kolganova E.A. // Phys. Lett. B. 2021. V. 820. 136581.*
11. *Shirikova N.Yu., Sushkov A.V., Malov L.A. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 105. 024309.*
12. *Shirikova N.Yu., Sushkov A.V., Malov L.A. et al. // PEPAN. 2022. V. 53. P. 1138.*

**Estimates of the energies of 2_1^+ -, 4_1^+ - and 6_1^+ -states
in the lanthanide group nuclei****A. D. Efimov^{1, 2, *}, I. V. Koval¹, I. N. Izosimov³**¹Admiral Makarov State University of Maritime and Inland Shipping, St. Petersburg, 198035, Russia,²The Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences

(for short, Ioffe Institute, St. Petersburg, 194021, Russia,

³Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980, Russia,

* e-mail: efimov98@mail.ru

Based on the existing correlation between the deformation energy and the lowest excitation energy, estimates were obtained for the energies of the 2_1^+ -states of lanthanide group nuclei. The considered systematics of energy relations in the rotational band also made it possible to obtain estimates for the 4_1^+ - and 6_1^+ -states of this group of nuclei.

ОПТИКО-МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНА НА ЯДРЕ ^{16}O С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО ВКЛАДА

© 2024 г. Л. Н. Генералов¹, В. А. Жеребцов¹, А. В. Морозова^{1,*},
С. М. Селянкина¹, С. М. Таова¹

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики», Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

С использованием резонансного оптико-модельного кода OptModel выполнено описание всех доступных экспериментальных данных по упругому рассеянию дейтрана на ядре ^{16}O : дифференциальных сечений – при энергиях дейтрана от 0.98 до 200 МэВ и полных сечений реакции $^{16}\text{O}+\text{d}$ от 38 до 97 МэВ. Нарушение унитарности матрицы рассеяния (оптико-модельная + резонансная) в отдельных энергетических точках не превышало 14%, что находится на уровне средних погрешностей анализируемых данных.

DOI: 10.31857/S0367676524110243, EDN: FJEVLK

ВВЕДЕНИЕ

Программный код OptModel [1] используется для проведения оптико-модельных исследований реакций упругого рассеяния на легчайших и легких ядрах. К настоящему времени с помощью этого кода уже выполнен анализ сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ^6Li [2, 3], ^7Li [4], ^9Be [5].

В данной работе анализируются данные по упругому рассеянию дейтранов на ядре ^{16}O с использованием кода OptModel, включающего энергетически зависимые параметры оптического потенциала и резонансную составляющую упругого рассеяния.

Рассматривали широкий энергетический диапазон налетающих дейтранов от 0.98 до 200 МэВ. Для анализа использовали экспериментальные данные по дифференциальным и полным сечениям различных авторов из библиотеки EXFOR [6, 7] и собственные экспериментальные данные, полученные во ВНИИЭФ на электростатическом tandemном ускорителе ЭГП-10.

УЧЕТ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1 В ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В коде OptModel для $n, p, d, t, ^{3,4,6}\text{He}, ^6\text{Li}$ используется стандартная форма феноменологического оптического потенциала с вудс-саксоновской радиальной формой

$$U(r, s) = \hat{V}_C(r) - \hat{V}_V(r) - i\hat{W}_V(r) - i\hat{W}_D(r) + \hat{V}_{SO}(r)\vec{r}_S + i\hat{W}_{SO}(r)\vec{r}_W, \quad (1)$$

в которой кулоновская потенциальная энергия V_C представляет собой взаимодействие точечной налетающей частицы и равномерно заряженного ядра-мишени с резким краем, имеющего радиус $R_C = r_C A_T^{1/3}$, в котором r_C – приведенный кулоновский радиус и A_T – массовое число ядра-мишени, V_V – реальный объемный потенциал в форме Вудса–Саксона с радиусом r_V и диффузностью a_V , \hat{W}_V – мнимый объемный потенциал с радиусом r_W и диффузностью a_W , \hat{W}_D – мнимый поверхностный потенциал с радиусом r_D и диффузностью a_D , V_{SO} – действительный спин-орбитальный потенциал с радиусом r_{SO} и диффузностью a_{SO} , \hat{W}_{SO} – мнимый спин-орбитальный потенциал с радиусом $r_{W SO}$ и диффузностью $a_{W SO}$. Энергетические зависимости силовых параметров взяты из [2] и содержащихся в этой работе ссылках, а для геометрических используется новая зависимость

$$r_0 = r^0 + \frac{(r^1 + r^2 E)}{1 + \exp(r^3(E - E^{fr}))}, \quad (2)$$

$$a_0 = a^0 + \frac{(a^1 + a^2 E)}{1 + \exp(a^3(E - E^{fa}))}, \quad (3)$$

где $r^0, r^1, r^2, r^3, a^0, a^1, a^2, a^3$ – подгоняемые параметры.

При упругом рассеянии частиц со спином S на потенциале (1) из-за спин-орбитального взаимодействия для каждого орбитального момента l количество независимых решаемых радиальных уравнений Шредингера и амплитуд рассеяния равно $2S+1$, что соответствует возможным значениям полного углового момента рассеиваемой частицы j , который изменяется в пределах от $|l-S|$ до $|l+S|$. Для частиц с $S=1$ (d , ${}^6\text{Li}$) необходимы три независимые амплитуды, однако принято использовать пять зависимых амплитуд рассеяния. Для внедрения резонансного рассеяния в оптическую модель нужно определить резонансные полные моменты рассеиваемой частицы, а перед этим необходимо получить резонансные орбитальные моменты.

Рассмотрим рассеяние частиц со спином $S=1$ (d , ${}^6\text{Li}$) на ядре-мишени, имеющего спин I и четность π_I , с возбуждением резонанса составного ядра со спином J_R и четностью π_R . В векторной форме спин-канала s определяется следующим образом:

$$\vec{s} = \vec{S} + \vec{I}, \quad (4)$$

а набор значений спина канала находится как

$$|I-S| \leq s \leq I+S. \quad (5)$$

Далее для каждого значения спин-канала s (5) определим набор значений орбитального момента l_R^s в резонансе

$$\begin{cases} |s - J_R| \leq l_R^s \leq s + J_R \\ \pi_I \cdot (-1)^{l_R^s} = \pi_R, \end{cases} \quad (6)$$

где в l_R^s значок s соответствует тому, что орбитальный момент определяется для конкретного значения спина канала (далее этот значок и для других величин определяет то же самое), символ $R=1, 2, \dots$ определяет номер резонанса. Для каждого s возможно несколько значений l_R^s . Далее определяем полный момент налетающего дейтрона j_R^s . При каждом l_R^s (из (6)) можем иметь три значения: $j_R^s = l_R^s; l_R^s - 1; l_R^s + 1$. Эти значения со спином мишени образуют набор значений полного момента системы J

$$|j_R^s - I| \leq J \leq j_R^s + I. \quad (7)$$

Так как l_R^s уже отобраны с учетом сохранения четности, то четность в наборе значений J можно не определять еще раз, она будет иметь четность резонанса π_R , то есть J^{π_R} . Количество резонансов и их спин и четность задаются пользователем программы.

Амплитуды с учетом резонансного рассеяния

$$\begin{aligned} A_{\text{opt+R}}^d(\theta) &= A^d + \frac{1}{2} \\ &+ \frac{1}{2k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times \\ &\times \left[(l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} + l_R \right. \\ &\left. - l_R \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} - (2l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s} \right. \\ &\left. - (l_R - 1)(l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} \right] \times \\ &\times \exp(2i\sigma_{l_R^s}) P_{l_R^s}^1(\cos\theta), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} B_{\text{opt+R}}^d(\theta) &= B^d + \\ &+ \frac{1}{4k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times \\ &\times \left[(l_R + 2) \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} + (2l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s} + \right. \\ &\left. + (l_R - 1) \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} - 4l_R - 2 \right] \times \\ &\times \exp(2i\sigma_{l_R^s}) P_{l_R^s}(\cos\theta), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} C_{\text{opt+d}}^d(\theta) &= C^d + \\ &+ \frac{1}{2\sqrt{2}k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times \\ &\times \left(\delta_{j_R^s, l_R^s + 1} - \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} \right) \exp(2i\sigma_1) P_{l_R^s}^1(\cos\theta), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} D_{\text{opt+R}}^d(\theta) &= D^d + \\ &+ \frac{1}{2k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \frac{1}{\sqrt{2}l_R(l_R + 1)} \times \\ &\times \left[l_R(l_R + 2) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s + 1} - (2l_R + 1) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s} - \right. \\ &\left. - (l_R - 1)(l_R + 1) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s - 1} \right] \times \\ &\times \exp(2i\sigma_{l_R^s}) P_{l_R^s}^1(\cos\theta), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} E_{\text{opt+R}}^d(\theta) &= E^d + \\ &+ \frac{1}{4k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \frac{1}{\sqrt{2}l_R(l_R + 1)} \times \\ &\times \left[l_R \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} - (2l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s} + (l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} \right] \times \\ &\times \exp(2i\sigma_{l_R^s}) P_{l_R^s}^2(\cos\theta), \end{aligned} \quad (12)$$

где θ – угол рассеяния в системе центра масс, A^d , B^d , C^d , D^d и E^d – амплитуды рассеяния оптической модели для угла θ , к которым добавлены резонансные амплитуды с энергией резонанса E_{l_R} при

резонансном орбитальном моменте l_R^s , Γ_R – полная ширина резонанса, Γ_d^{s,l_R} – парциальная ширина резонанса для спина канала s орбитального момента резонанса l_R , а значок d означает дейtronную ширину, т.е. ширину упругого канала, $\delta_{l_R}^s$ – резонансная фаза рассеяния; σ_l – кулоновская фаза рассеяния, $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра, $P_{l_R}^1(\cos \theta)$ и $P_{l_R}^2(\cos \theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра порядка 1 и 2, и $g_{l_R^s}$ – резонансный статистический множитель, определяемый по формуле

$$g_{J_R^s = l_R^s} = \frac{2J_R + 1}{(2j_R^s + 1)(2I + 1)}. \quad (13)$$

Дифференциальные сечения рассеяния вычисляются по формуле (14) с использованием амплитуд (8), (9), (10), (11), (12):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(\theta) = & \left| A_{opt+R}^d \right|^2 + \\ & + \frac{1}{3} \left\{ 2 \left(\left| B_{opt+R}^d \right|^2 + \left| C_{opt+R}^d \right|^2 + \left| D_{opt+R}^d \right|^2 + \left| E_{opt+R}^d \right|^2 \right) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Полное сечение реакции в оптической модели для частиц с единичным спином рассчитывается по элементам S -матрицы

$$\begin{aligned} \sigma_r = & \frac{\pi}{3k} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \left[(2l+3) \left(1 - \left| S_l^{j=l+1} \right|^2 \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + (2l+1) \left(1 - \left| S_l^{j=l} \right|^2 \right) + (2l-1) \left(1 - \left| S_l^{j=l-1} \right|^2 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом резонансных членов в элементах S -матрицы для полного сечения имеем

$$\begin{aligned} \sigma_r = & \frac{\pi}{3k} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \left[(2l+3) \left(1 - \left| S_l^{j=l+1} \right|^2 \right) + \right. \right. \\ & + (2l+1) \left(1 - \left| S_l^{j=l} \right|^2 \right) + (2l-1) \left(1 - \left| S_l^{j=l-1} \right|^2 \right) \right] \left. \right\} + \\ & + \frac{\pi}{3k^2} \sum_R \sum_s \sum_{l=l_R} (2l+3) \left\{ 1 - \left| S_{l_R}^{j_R=l_R} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left(g_{J_R^s = l_R^s} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R}^s)}{(E_c - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^s, l_R^s} \right|^2 \right\} + \\ & + \frac{\pi}{3k^2} \sum_R \sum_s \sum_{l=l_R} (2l+1) \left\{ 1 - \left| S_{l_R}^{j_R=l_R+1} + \right. \right. \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} & \left. \left. + \left(g_{J_R^s = l_R^s-1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R}^s)}{(E_c - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^s, l_R^s-1} \right|^2 \right\}. \end{aligned}$$

Это расчетное сечение равно сумме сечений всех выходных каналов реакции без канала резонансного упругого рассеяния и интерференционных членов между упругим рассеянием (shape elastic) и резонансным упругим рассеянием.

В коде OptModel (OM) можно задать степень нарушения унитарности матрицы рассеяния VU при анализе экспериментальных данных

$$\begin{aligned} \left| S_{l_R}^{j_R=l_R-1} (OM + R) - 1 \right| &= VU \\ \left| S_{l_R}^{j_R=l_R} (OM + R) - 1 \right| &= VU \\ \left| S_{l_R}^{j_R=l_R+1} (OM + R) - 1 \right| &= VU. \end{aligned} \quad (17)$$

Упругая ширина резонанса представлена энергетической зависимостью

$$P_{l_R}^{S_R, l_R^s}(E) = 2k(E) P_{l_R}(E) \gamma^{s, l_R}, \quad (18)$$

где γ^{s, l_R} – подгоняемая приведенная ширина резонанса, $k(E)$ – вычисляемое волновое число при энергии E , $P_{l_R}(E)$ – вычисляемая проницаемость барьера от суммы центрального, центробежного, спин-орбитального и кулоновского потенциалов

$$P_{l_R}(E) = \left| \frac{u_l(R)}{u_l(R_0)} \right|^2 = \left| \frac{u_l(\rho)}{u_l(\rho_0)} \right|^2 \quad (19)$$

где $\rho_0 = kR_0$, $\rho = kR$, $u_l(R)$, $u_l(R_0)$ – решения радиального уравнения Шредингера в точках $R_0 > R$ ($\rho_0 > \rho$) пересечения барьера линией постоянной E .

АНАЛИЗИРУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Из библиотеки экспериментальных данных EXFOR [6, 7] для анализа было взято 24 работы [8]–[31], содержащие экспериментальные значения дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при $0.98 < E_d < 200$ МэВ, и одна работа [32], содержащая экспериментальные значения полного сечения реакции $^{16}\text{O}+d$ при $E_d = 38, 65$ и 97 МэВ.

Для анализа также использовались дифференциальные сечения, измеренные в 1990-е годы на перезарядном электростатическом ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИЭФ) с погрешностью 7% в энергетическом и угловом интервалах соответственно: 3–11 МэВ с шагом 1 МэВ и 11–167° с шагом 5°. В качестве мишени использовалась мишень Al_2O_3 толщиной (39.5 ± 0.4) мкг·см $^{-2}$, находившаяся под углом 45° относительно движения дейtronного пучка. Методика и проведение измерений изложены в [33, 34], где, однако, основными были измерения дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be} + d$. При этом пики упругого рассеяния на ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{27}\text{Al}$ в области передних углов не разделялись. Процедура разделения выполнялась путем интерполяции между областью экспериментальных отношений площадей пиков (при углах, где они разделялись) и областью угла $\theta \rightarrow 0^\circ$, где имеем теоретическое значение этих отношений 0.569, на основании учета стехиометрии Al_2O_3 и стремления сечений рассеяния к резерфордовским. Интерполяцию в необходимую область углов (рис. 1) проводили с помощью описания угловой зависимости отношения площадей сигнумодальной функцией. При выполнении этой процедуры были установлены толщина мишени Al_2O_3 и содержание кислорода в мишени ${}^9\text{Be}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРЕ ${}^{16}\text{O}$

Количество экспериментальных точек, используемых при проведении анализа, составило 5756 (5753 – дифференциальные сечения и 3 – полное сечение). Было задействовано 188 параметров. Начальные значения параметров оптического потенциала были получены из литературы или из индивидуальных приближений для отдельных значений энергии дейtronов. Начальные значения резонансных параметров были взяты из справочных источников [35], [36], [37].

Таблица 2. Параметры оптического потенциала

$V_0 = 0.0092$ МэВ	$W_0 = 6.8555$ МэВ	$W_0^D = 8.4768$ МэВ	$V_0^{\text{SO}} = 4.0581$ МэВ	$W_0^{\text{SO}} = 4.5735$ МэВ
$V_1 = -0.1532$ МэВ $^{-1}$	$W_1 = 900$ МэВ 2	$W_1^D = 1.3078 \cdot 10^{-4}$ МэВ $^{-1}$	$V_1^{\text{SO}} = 1.4969$ МэВ	$W_1^{\text{SO}} = -0.3167$ МэВ
$V_2 = -5.58 \cdot 10^{-5}$ МэВ $^{-2}$	$W_2 = 1.2615$ фм	$W_2^D = 6.394$ МэВ 2	$V_2^{\text{SO}} = 0.5193$	$W_2^{\text{SO}} = 0.3922$
$V_{\text{HF}} = 82.10$ МэВ	$r_1^W = -0.0132$ фм	$E_f^D = -2.4802$ МэВ	$V_3^{\text{SO}} = 0.0863$ МэВ $^{-1}$	$W_3^{\text{SO}} = 0.1055$ МэВ $^{-1}$
$\lambda = 0.02463$ МэВ $^{-2}$	$r_2^W = 0.0426$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_0^D = 1.3158$ фм	$E_f^{\text{VSO}} = 5.1729$ МэВ	$E_f^{\text{WSO}} = 0$ МэВ

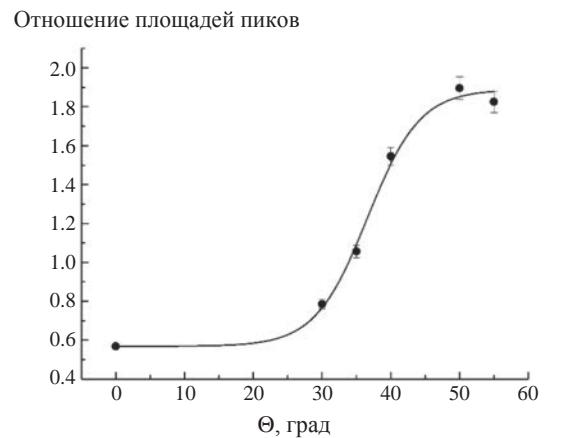


Рис. 1. Отношения площадей пиков рассеянных дейtronов на ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{27}\text{Al}$ при $E_d = 7$ МэВ; отдельные значки – экспериментальные данные; сплошная линия – интерполяционная функция.

В табл. 1 представлены параметры приведенно-го кулоновского радиуса r_C . В таблице 2 приведены полученные значения параметров оптического потенциала. (В табл. 1 и 2 E_f – подгоночный параметр, который для протонов и нейтронов представляет энергию Ферми). В таблице 3 указаны значения резонансных параметров, установленные при окончательной подгонке.

Полученные значения спина и четности для всех резонансов совпадают со значениями, приведенными в справочных источниках, кроме энергий

Таблица 1. Параметры приведенного кулоновского радиуса r_C ($E_{\text{frC}} = 14.0205$ МэВ)

r_0 , фм	r_1 , фм	r_2 , фм·МэВ $^{-1}$	r_3 , фм·МэВ $^{-1}$
1.2929	-0.1740	0.0201	0.0724

Таблица 2. Окончание

$E_f = -14.0242$ МэВ	$r_3^W = 0.0680$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_1^D = -0.1737$ фм	$r_0^{\text{VSO}} = 0.9019$ фм	$r_0^{\text{WSO}} = 1.0424$ фм
$E_C = 210.9$ МэВ	$E_f^W = 14.1247$ МэВ	$r_2^D = 0.0426$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_1^{\text{VSO}} = -0.4658$ фм	$r_1^{\text{WSO}} = -0.3878$ фм
$r_0^V = 1.1131$ фм	$a_0^W = 0.3563$ фм	$r_3^D = 0.05917$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_2^{\text{VSO}} = 0.0975$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_2^{\text{WSO}} = 0.0545$ фм·МэВ $^{-1}$
$r_1^V = -0.1897$ фм	$a_1^W = -0.0503$ фм	$E_f^D = 14.1247$ МэВ	$r_3^{\text{VSO}} = 0.0961$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_3^{\text{WSO}} = 0.1505$ фм·МэВ $^{-1}$
$r_2^V = 0.0141$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_2^W = 0.0061$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_0^D = 0.6706$ фм	$E_f^{\text{VSO}_r} =$ 10.4998 МэВ	$E_f^{\text{WSO}_r} =$ 14.1689 МэВ
$r_3^V = 0.0651$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_3^W = 0.0386$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_1^D = -0.0068$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_0^{\text{VSO}} = 0.5643$ фм	$a_0^{\text{WSO}} = 0.5797$ фм
$E_f^r = 14.1247$ МэВ	$E_f^W = 14.1382$ МэВ	$a_2^D = 0.0061$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_1^{\text{VSO}} = -0.1754$ фм	$a_1^{\text{WSO}} = -0.1813$ фм
$a_0^V = 0.7571$ фм	—	$a_3^D = 0.3983$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_2^{\text{VSO}} = 0.0387$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_2^{\text{WSO}} = 0.0429$ фм·МэВ $^{-1}$
$a_1^V = -0.0084$ фм	—	$E_f^D =$ 14.1382 МэВ	$a_3^{\text{VSO}} = 0.0732$ фм·МэВ $^{-1}$	$a_3^{\text{WSO}} = 0.0408$ фм·МэВ $^{-1}$
$a_2^V = 0.0214$ фм·МэВ $^{-1}$	—	—	$E_f^{\text{VSO}_a} = 14.1689$ МэВ	$E_f^{\text{WSO}_a} = 14.1689$ МэВ
$a_3^V = 0.1582$ фм·МэВ $^{-1}$	—	—	—	—
$E_f^a = 14.1382$ МэВ	—	—	—	—

Таблица 3. Итоговые значения резонансных параметров ($S_R = 1$)

Параметры резонансов из справочных источников			Параметры резонансов из настоящей работы		
E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ	E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ
—	—	—	1.575	3^+	76
—	—	—	1.660	1^-	45
1.893	$3, 4^-$	—	1.842	2^-	87
—	—	—	1.997	3^+	34
2.223	$2, 3^+$	—	2.086	3^+	95
2.313	6^+	—	2.284	3^+	49
—	—	—	2.650	3^+	111
—	—	—	2.792	3^+	104
—	—	—	2.990	3^+	23

Таблица 3. Окончание

Параметры резонансов из справочных источников			Параметры резонансов из настоящей работы		
E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ	E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ
3.054	—	—	3.092	3^+	63
4.16	7^+	—	3.996	5^-	9
5.882	6^-	—	5.324	5^-	1
7.098	$4^-, 5^+$	60	7.010	4^-	51
7.312	$4^-, 5^+$	60	7.329	4^-	8
7.403	$4^-, 5^+$	60	7.246	4^-	53
7.492	—	—	7.486	4^-	61
8.021	7^+	—	8.000	5^-	1
8.517	$4^-, 5^+$	—	8.300	4^-	94
8.798	$5^+, 6^-$	—	8.403	5^-	57
9.305	—	—	9.200	4^-	30
9.620	$4^-, 5^+$	220	9.499	5^-	180
10.352	$4^-, 5^+$	60	10.159	4^-	93
11.152	$4^-, 5^+, 6^-$	70	11.112	4^-	17
12.491	—	—	12.400	5^-	37

1.842, 2.284, 3.996 и 8.403 МэВ. Для них были установлены новые значения J^π , равные соответственно 2^- ; 3^+ ; 5^- и 5^- . Были обнаружены новые резонансы с энергиями $E_R = 1.575$ МэВ (3^+), $E_R = 1.660$ МэВ (1^-), $E_R = 1.997$ МэВ (3^+), $E_R = 2.650$ МэВ (3^+), $E_R = 2.792$ МэВ (3^+) и $E_R = 2.990$ МэВ (3^+), отсутствующие в литературных источниках.

На рисунках 2–6 представлены энергетические зависимости параметров оптического потенциала (r_C ; V_V , r_V , a_V ; W_V , r_W ; W_D , a_D ; V_{SO} , r_{VSO} , a_{VSO}), полученные при описании экспериментальных данных по упругому рассеянию дейtronов на ядрах ^{16}O с помощью программы OptModel и значения, взятые из литературных источников.

Приведенный кулоновский радиус (рис. 2) имеет резонансно-подобную энергетическую зависимость. Своего максимального значения 1.39 фм он достигает при энергии $E_d = 25$ МэВ, затем плавно убывает по экспоненте, пока не выходит на плато со значением приблизительно 1.3 фм при $E_d = 80$ МэВ. Во всех литературных источниках, кроме [14], значение кулоновского радиуса постоянно для всех энергий налетающих дейtronов и равно 1.3 фм.

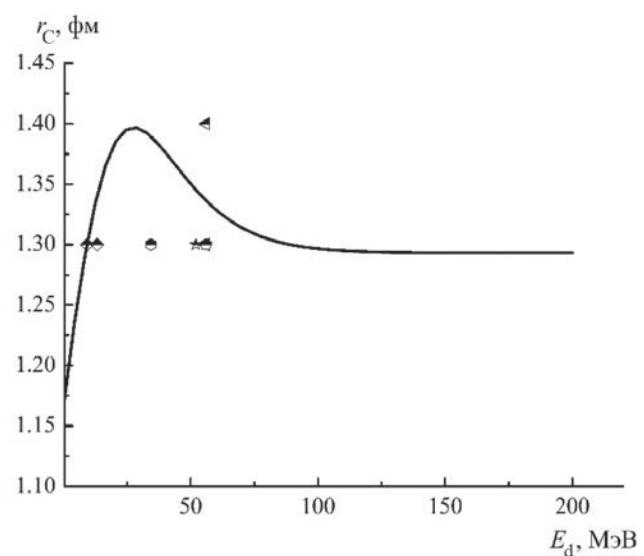


Рис. 2. Энергетическая зависимость приведенного кулоновского радиуса, экспериментальные данные из работ: [24] – \blacktriangleleft , [23] – \blacktriangleright , [12] – \star , [14] – \blacktriangleleft , [26] – \blacktriangleright , сплошная линия – расчет OptModel.

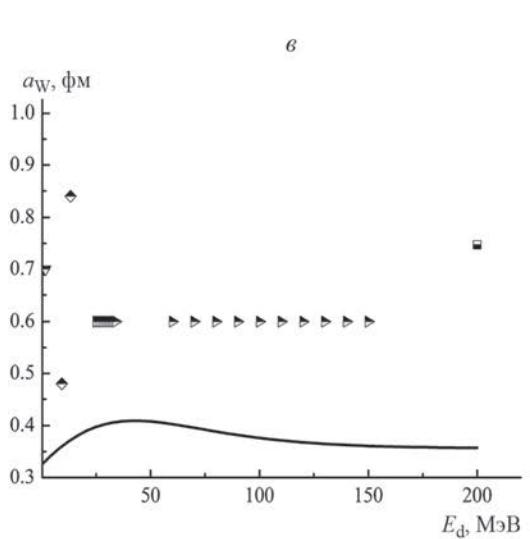
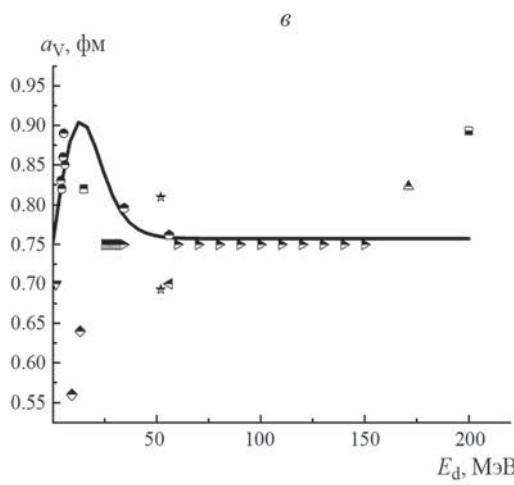
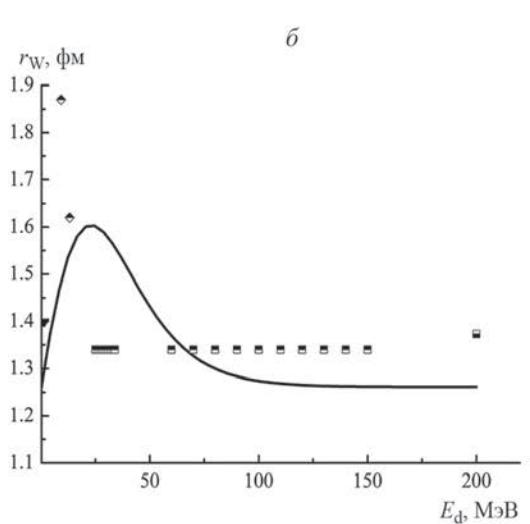
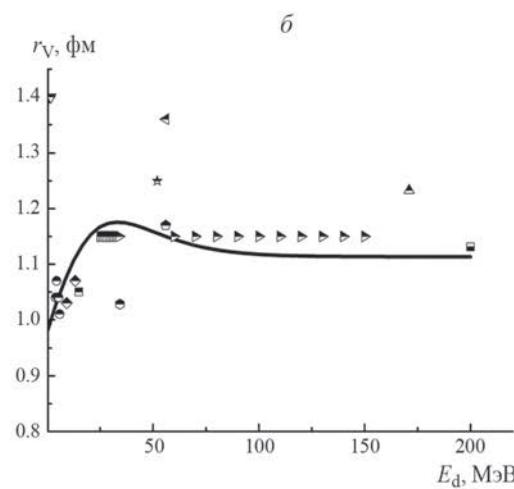
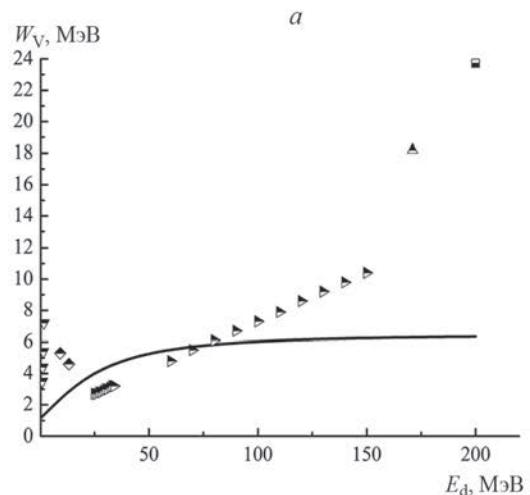
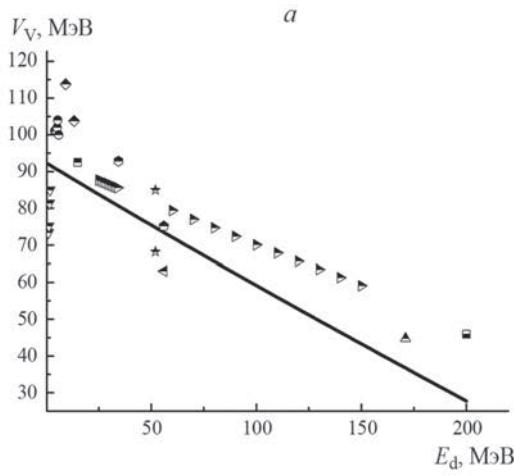


Рис. 3. Энергетическая зависимость параметров реального объемного потенциала: $V_V(a)$, $r_V(\delta)$, $a_V(\sigma)$. Данные из работ: [21] – ∇ , [17] – \bullet , [24] – \diamond , [38] – \blacksquare , [39] – \triangleright , [23] – \blacktriangleright , [12] – \star , [26] – \square , [14] – \blacktriangleleft , [9] – \blacktriangle , [30] – \blacksquare , сплошная линия – расчет OptModel.

Рис. 4. Энергетическая зависимость параметров мнимого объемного потенциала: $W_V(a)$, $r_W(\delta)$, $a_W(\sigma)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

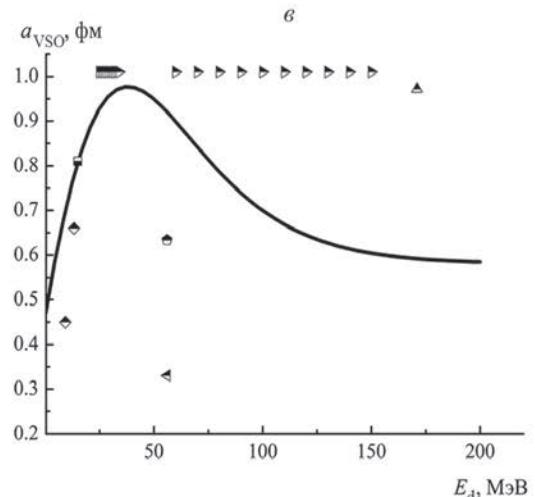
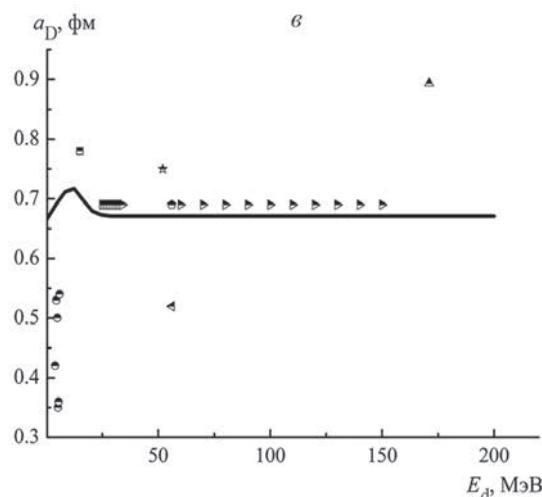
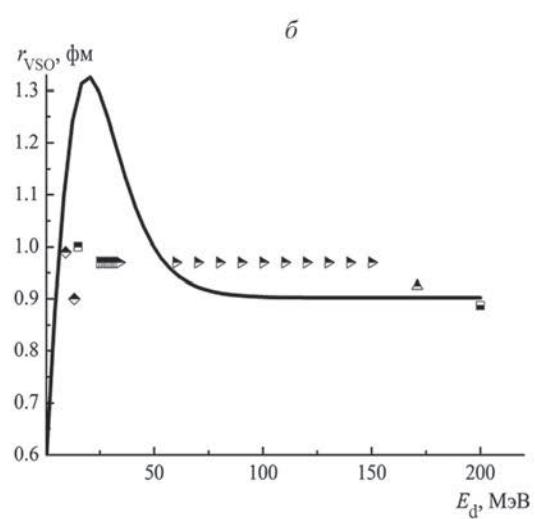
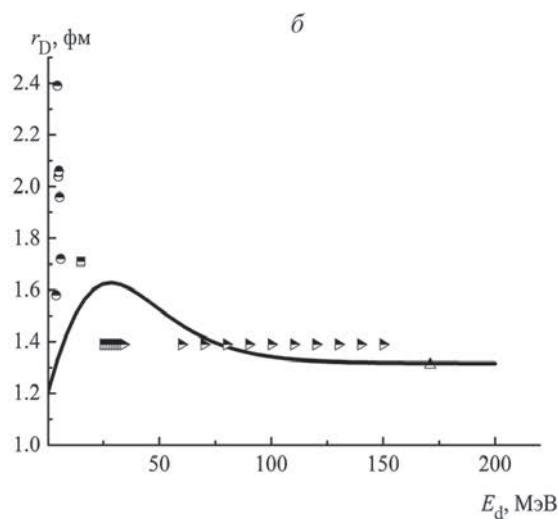
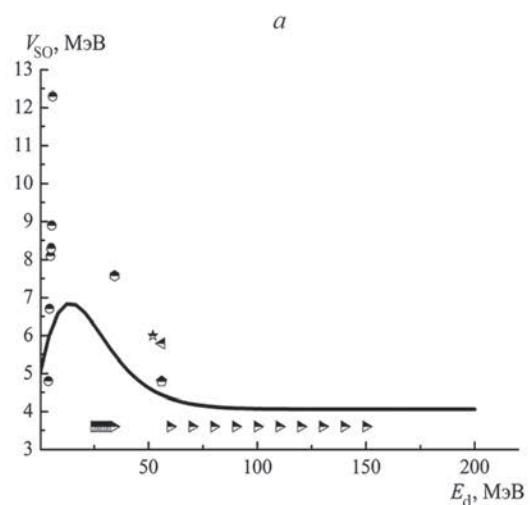
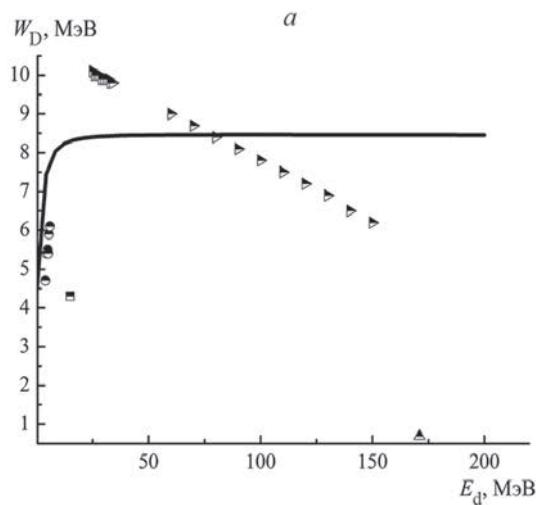


Рис. 5. Энергетическая зависимость параметров мнимого поверхности потенциала: $W_D(a)$, $r_D(\delta)$, $a_D(\varepsilon)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Рис. 6. Энергетическая зависимость параметров реально-го спин-орбитального потенциала: $V_{SO}(a)$, $r_{VSO}(\delta)$, $a_{VSO}(\varepsilon)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

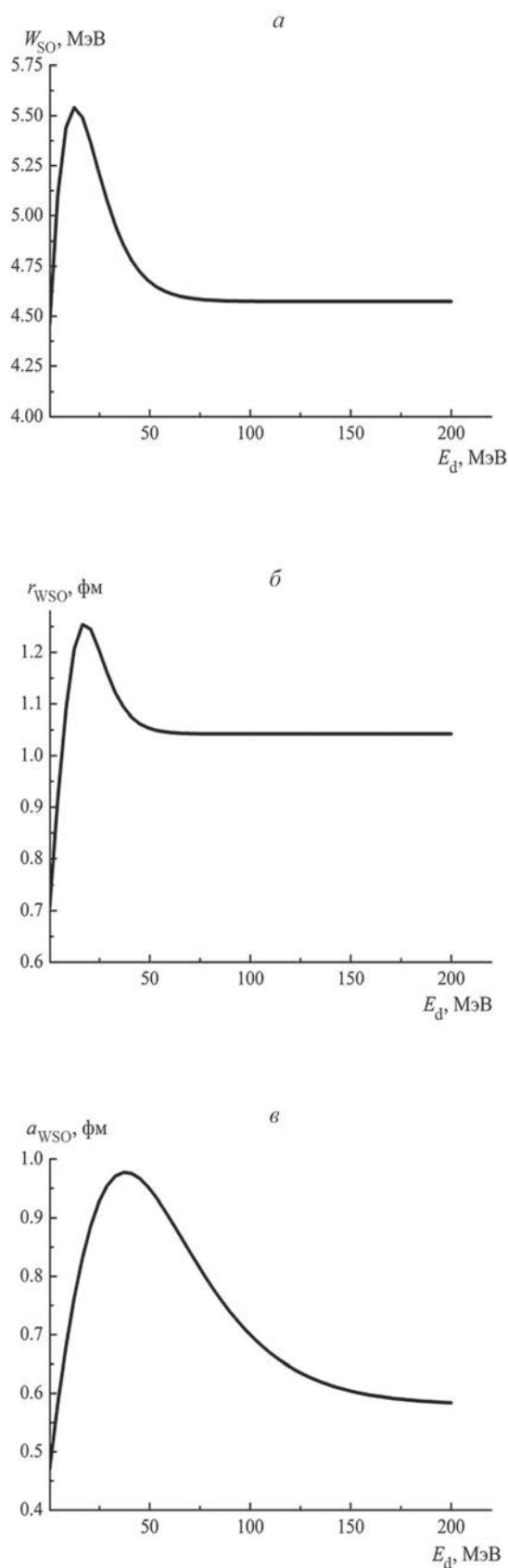


Рис. 7. Энергетическая зависимость параметров мнимого спин-орбитального потенциала: W_{SO} (*a*), r_{WSO} (*b*), a_{WSO} (*c*).

На рисунке 7 приведены полученные энергетические зависимости параметров мнимого спин-орбитального потенциала.

Параметры мнимого спин-орбитального взаимодействия не приводились в доступных авторам литературных источниках или их значения принимались равными нулю. Учет мнимого спин-орбитального взаимодействия при анализе экспериментальных данных выполнен впервые.

Характерная особенность полученных нами результатов – резонансно-подобная энергетическая зависимость геометрических и некоторых силовых параметров оптического потенциала. Выбор колоколообразной энергетической зависимости радиусов и диффузностей основан на статистических наблюдениях при получении оцененных значений дифференциальных сечений различных реакций на легких ядрах. Так как оптический потенциал является усредненной характеристикой взаимодействия, то следует ожидать плавную зависимость параметров оптического потенциала от энергии, что выполняется для всех видов полученных энергетических зависимостей.

Найденные параметры оптического потенциала и резонансные параметры позволили получить хорошее оптико-модельное описание всех экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O в энергетическом диапазоне от 0.98 до 200 МэВ (рис. 8).

На рисунке 9 представлено описание наших данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния дейtronов в диапазоне энергии от 3 до 11 МэВ. Точками указаны экспериментальные значения

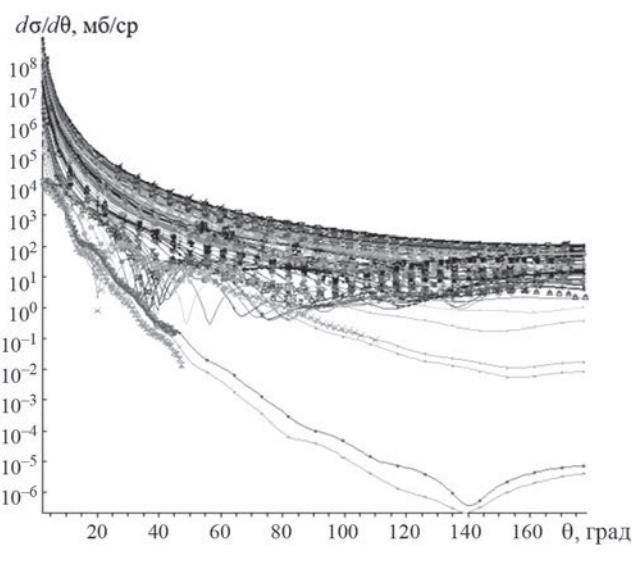


Рис. 8. Оптико-модельное описание дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ в диапазоне энергии от 0.98 до 200 МэВ.

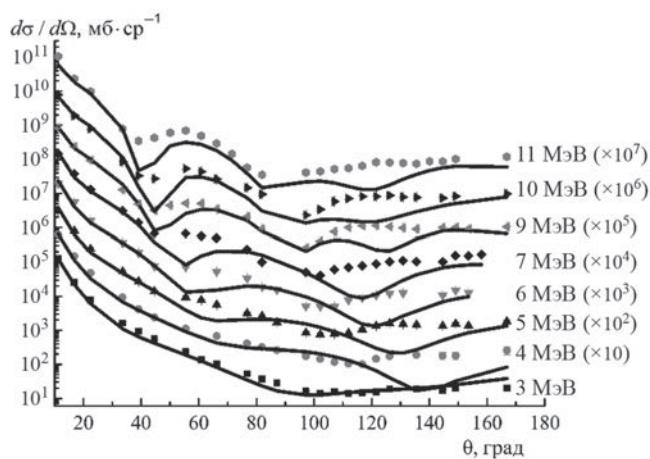


Рис. 9. Оптико-модельное описание дифференциальных сечений для $E_d = 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10$ и 11 МэВ.

сечений, полученные на ЭГП-10, линии – их оптико-модельное описание.

На рисунке 10 представлено оптико-модельное описание функции возбуждения реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при углах рассеяния 166.2 и 169.1° . Для всех углов рассеяния в функциях возбуждения хорошо воспроизводится резонансная структура.

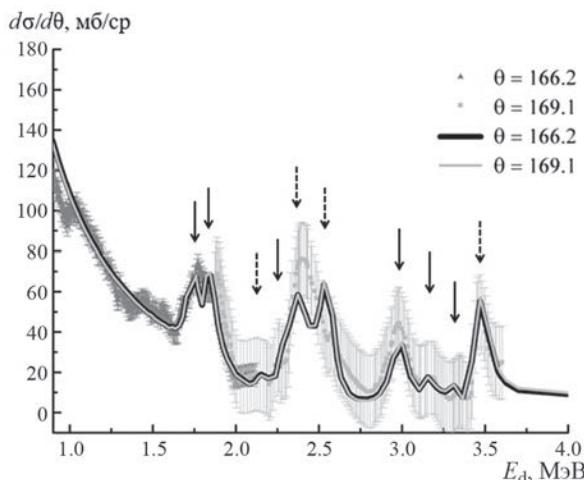


Рис. 10. Оптико-модельное описание функции возбуждения реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при углах рассеяния 166.2° – 169.1° , ↓ – резонансы из настоящей работы, отсутствующие в справочных источниках, ↓ – резонансы из справочных источников.

На рис. 11 представлено полученное оптико-модельное описание полного сечения реакции с учетом резонансов (сплошная линия) и экспериментальные значения полного сечения. Для сравнения приведены оцененные данные из библиотеки TENDL-2021 [40]. Расхождение полученной

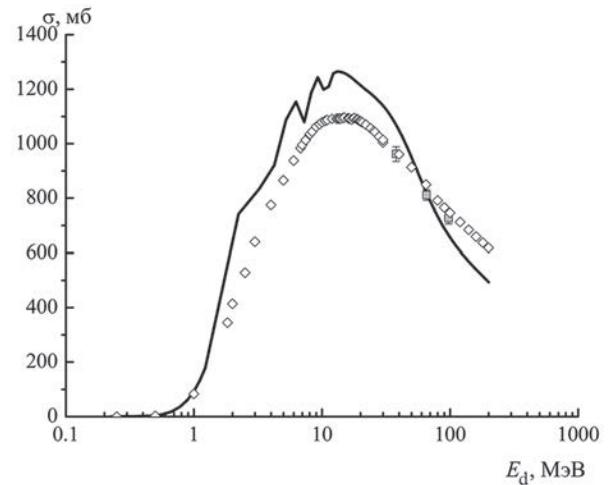


Рис. 11. Полное сечение реакции $^{16}\text{O} + d$, данные из источников: [32] – □, [40] – ◇, сплошная линия – расчет OptModel.

оценки с данными из библиотеки TENDL-2021 не превышает 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые в широком энергетическом диапазоне $0.98 < E_d < 200$ МэВ с учетом резонансного рассеяния проведен оптико-модельный анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию дейtronов на ядре ^{16}O . Использовался программный код OptModel.

Получены новые оптические потенциалы для рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O , при этом, поглощающий спин-орбитальный потенциал учитывался впервые. Характерная особенность результатов настоящей работы – резонансно-подобная энергетическая зависимость величин $r_C, r_V, a_V, r_W, a_W, r_D, a_D, r_{VSO}, a_{VSO}, r_{WSO}, a_{WSO}$.

По полученным оптическим потенциалам и резонансным параметрам определены дифференциальные сечения упруго рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O и энергетическая зависимость полного сечения реакции $^{16}\text{O} + d$.

Подтверждены существующие и обнаружены новые резонансы, определены их квантовые характеристики: спин и четность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Таова С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 328; Generalov L.N., Zhrebtsov V.A., Taova S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 295.
- Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1461; Generalov L.N., Zhrebtsov V.A., Selyankina S.M. //

- Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1136.
3. Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M. // LXXII Int. Conf. "NUCLEUS-2022: Fundamental problems and application". Book of abstracts. Moscow, 2022. P. 112.
4. Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 12. С. 1828.
5. Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M. // LXXII Int. Conf. "NUCLEUS-2022: Fundamental problems and application". Book of abstracts. Moscow, 2022. P. 113.
6. McLane V. EXFOR. Exchange formats manual. NY: Brookhaven National Laboratory, 2003.
7. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
8. Cowley A.A., Heymann G., Keizer R.L. et al. // Nucl. Phys. 1966. V. 86. P. 363.
9. Korff A., Haefner P., Baumer C. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 067601.
10. Bingyin H., Zuxun S., Youxiang Z. et al. // Conf. Nucl. Physics. (Shanghai, 1974). P. 89.
11. Seiler R.F., Jones C.H., Anzick W.J. et al. // Nucl. Phys. 1963. V. 45. P. 647.
12. Hinterberger F., Mairle G., Schmidt-Rohr U. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 111. P. 265.
13. Rafi-kheiri H., Kakuee O., Lameli-Rachti M. // Nucl. Instrum. Meth. B. 2016. V. 373. P. 40.
14. Hatanaka K., Imai K., Kobayashi S. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 340. P. 93.
15. Nguyen D. C. // J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21. P. 2462.
16. Gallman A., Fintz P., Hodgson P.E. // Nucl. Phys. 1966. V. 82. P. 161.
17. Davison N.E., Dawson W.K., Roy G. et al. // Canad. J. Phys. 1970. V. 48. P. 2235.
18. Dietzsch O., Douglas A., Pessoa E. Farrelly et al. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 114. P. 330.
19. Mayo S., Testoni J.E. // Nucl. Phys. 1962. V. 36. P. 615.
20. Zhenlin M., Youxiang Z., Zuxun S. et al. // Conf. Low Energy Nucl. Phys. 1972. P. 3.
21. Cavallaro S., Cunsolo A., Potenza R. et al. // Nuovo Cim. A. 1972. V. 14. P. 692.
22. Smith G.R., Shepard J.R., Boudrie R.L. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 38. P. 593.
23. Newman E., Becker L.C., Freedman B.M. et al. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 100. P. 225.
24. Corrigan K.W., Prior R.M., Darden S.E. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 164.
25. Amsel G. // Ann. Phys. 1964. V. 9. P. 297.
26. Matsuoka N., Sakai H., Saito T. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 455. P. 413.
27. Fitz W., Jahr R., Santo R. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 101. P. 449.
28. Ermer M., Clement H., Holetzke G. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 71.
29. Alty J.L., Green L.L., Huby R. et al. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 97. P. 541.
30. Nguyen V.S., Yanlin Y., Arvieux J. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 464. P. 717.
31. Матусевич В.А., Соловьев В.А., Чернов И.П. // Ядерн. физ. 1972. Т. 15. № 4. С. 670.
32. Auce A., Carlson R.F., Cox A.J. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 2919.
33. Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 179.
34. Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 440.
35. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 392. P. 1.
36. <http://www-nds.iaea.org/relnnds/vcharthtml/VChartHTML.html>
37. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/ensdf/xndl.jsp>
38. Busch C.E., Clegg T.B., Datta S.K., Ludvig E.J. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 223. P. 183.
39. Haixia A., Chonghai C. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 054605.
40. <https://www.nds.-iaea.org/exfor/servlet/E4sSearch2>

Optical model analysis of deuteron elastic scattering on ^{16}O nuclei regarding resonance contribution

L. N. Generalov¹, V. A. Zherebtsov¹, A. V. Morozova^{1,*}, S. M. Selyankina¹, S. M. Taova¹

¹ Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia
 * e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Using the resonance optical-model code OptModel there were fitted all available experimental data of deuteron elastic scattering on ^{16}O nuclei: differential cross section data at deuteron energies E_d from 0.98 to 200 MeV and $^{16}\text{O}+d$ total reaction cross section from 38 to 97 MeV. Violation of scattering matrix unitarity (optical-model + resonance) at several energies did not exceed 14% what corresponds to mean errors of the data analyzed.

Физика магнетизма

Редакторы тематического выпуска
докт. физ.-мат. наук **Н. С. Перов**
канд. физ.-мат. наук **Л. А. Макарова**

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В АМОРФНЫХ И КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ И $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$

© 2024 г. О. Кувандиков^{1,*}, И. Субханкулов¹, Р. М. Ражабов¹, Ш. А. Хомитов¹

¹ Самаркандский государственный университет имени Шарофа Рашидова,
Институт инженерной физики, Самарканд, Узбекистан

*E-mail: quvandikov@rambler.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Для сплавов $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ исследованы температурные зависимости коэффициента Холла, удельного электросопротивления и намагниченности насыщения в аморфном и кристаллическом состояниях. Установлена взаимосвязь между этими параметрами, которая объясняется с позиций теории аномального эффекта Холла. На основе экспериментальных данных оценены коэффициенты параметра спин-орбитального взаимодействия.

DOI: 10.31857/S0367676524110259, EDN: FIZVBF

ВВЕДЕНИЕ

Изучение температурной зависимости эффекта Холла в аморфных ферромагнетиках позволяет оценить знак и концентрацию носителей заряда, установить связь между коэффициентом аномального эффекта Холла (АЭХ) R_S , удельным электросопротивлением ρ и намагниченностью насыщения I_s [1, 2]. Это дает возможность получить полезную информацию о природе гальваномагнитных явлений в аморфных ферромагнитных сплавах в зависимости от их состава и структуры, а также установить закономерности в изменении основных параметров, связанных с электропререносом, и при переходе в кристаллическое состояние.

Цель настоящей работы – экспериментальное исследование температурных зависимостей коэффициента Холла R_H удельного электросопротивления ρ и намагниченности насыщения I_s в ферромагнитных сплавах $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях, а также установление взаимосвязи между этими параметрами.

Объектами исследования служили аморфные ленты длиной 20 мм, шириной 6 мм, толщиной 30 мкм, полученные закалкой из расплава на быстро вращающемся диске [3, 4]. Измерение электропроводности и коэффициента Холла проводилось по методике, описанной в работе [5]. Температурные зависимости намагниченности насыщения исследовались на вибрационном магнитометре [6]. Достоверность аморфного состояния изученных сплавов проверялась рентгенографическим

исследованием, которое показало, что профиль первого максимума сплавов структурного фактора в аморфном состоянии имеет близкую к гауссовскому распределению форму с размерами области когерентного рассеяния 1.79 нм для сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ и 1.70 нм для сплава $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости удельного электросопротивления, коэффициента Холла и намагниченности насыщения сплавов $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ приведены на рис. 1.

Согласно [7], зависимость холловского сопротивления от внешнего магнитного поля и намагниченности определяется выражением

$$\rho_H = R_o B + 4\pi R_S J_S \quad (1)$$

Здесь $R_o B$ – член, обусловленный действием силы Лоренца на электроны проводимости; $4\pi R_S J_S$ – член, связанный со спин-орбитальным взаимодействием. Из зависимости $\rho_H = f(B)$ эмпирическим путем можно разделить нормальную R_o и аномальную R_S составляющие коэффициента Холла: R_o определяется из наклона кривой $\rho_H = f(B)$ при $B > 4\pi J_S$, а R_S находится из экстраполяции кривой $\rho_H = f(B)$ до пересечения с осью ординат при $B = 0$. Для аморфных ферромагнитных сплавов R_o слабо зависит от температуры и примерно на 2–3 порядка меньше, чем R_S [7].

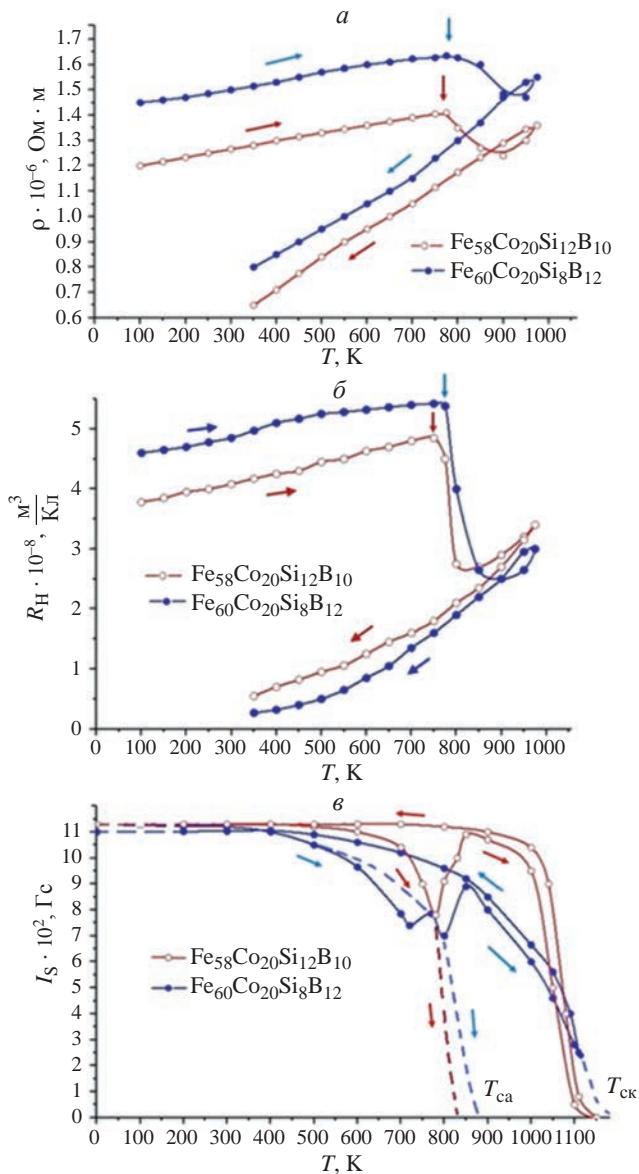


Рис. 1. Температурные зависимости удельного электросопротивления (а), коэффициента Холла (б) и намагниченности насыщения (в) сплавов $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ (Вертикальные стрелки показывают температуру кристаллизации, направления горизонтальных стрелок показывают направление изменения температуры, T_{ca} — температуры Кюри для аморфного состояния и T_{ck} — температуры Кюри для кристаллического состояния сплавов. Величина магнитного поля при намагниченности насыщения составляло 2 Тл).

Для аморфного состояния сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ величина электросопротивления в интервале 150–750 К увеличивается почти линейно от $1.21 \cdot 10^{-6}$ до $1.38 \cdot 10^{-6}$ Ом·м [1].

Температурный коэффициент в этом интервале температур составляет $\partial\rho/\partial T = 2.8 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К. Небольшое отклонение ρ сплава $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ от

линейности в сторону меньших значений наблюдается около 750 К, что связано с началом кристаллизации сплава.

При $T = 750$ К ρ достигает максимального значения, равного $1.65 \cdot 10^{-6}$ Ом·м и падает до $1.5 \cdot 10^{-6}$ Ом·м при $T = 900$ К. Дальнейшее повышение температуры приводит к увеличению электросопротивления, и при $T = 1000$ К имеет значение $\rho = 1.56 \cdot 10^{-6}$ Ом·м.

При обратном изменении температуры ρ уменьшается по линейному закону с $\partial\rho/\partial T = 2.8 \cdot 10^{-10}$ Ом·м/К.

Коэффициент Холла сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ в интервале 100–750 К имеет положительный знак и увеличивается с ростом T от $R_H = 3.85 \cdot 10^{-8}$ до $4.87 \cdot 10^{-8}$ м³/К. При $T = 750$ К происходит скачкообразное уменьшение R_H от $4.87 \cdot 10^{-8}$ до $2.55 \cdot 10^{-8}$ м³/К при $T = 800$ К. Дальнейший нагрев приводит к увеличению R_H до $3.0 \cdot 10^{-8}$ м³/К при $T = 950$ К. По ходу изменения температурной зависимости $R(T)$ и $\rho(T)$ для обоих сплавов можно сказать, что при температурах больше 900 К сплавы переходят в кристаллическое состояние. Охлаждение в кристаллическом состоянии приводит к нелинейному уменьшению R_H . Аналогичный ход температурной зависимости R_H наблюдается и для сплава $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$, только значение R_H для аморфного состояния несколько больше, а для кристаллического состояния меньше, чем для сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$. Характерно, что для изученных сплавов в кристаллических состояниях абсолютные значения R_H меньше, а $\partial R_H/\partial T$ несколько больше, чем у аморфных сплавов того же состава. Такое различие в значениях R_H и $\partial R_H/\partial T$ связывают с усилением спин-орбитального взаимодействия в результате разупорядочения в атомной структуре аморфных сплавов [7].

Кривая температурной зависимости намагниченности сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ в аморфном состоянии имеет более крутой ход, чем в кристаллическом состоянии. С ростом температуры намагниченность I_s падает от 1120 Гс при $T = 300$ К до 730 Гс при $T = 780$ К, но не доходит до нуля. Точка Кюри и температура кристаллизации сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ очень близки. Поэтому дальнейший рост T приводит к росту намагниченности I_s до 1000 Гс при $T = 850$ К, которая затем уменьшается до нуля при $T = 1125$ К. Эта температура называется точкой Кюри для кристаллического состояния данного сплава. Охлаждение кристаллического образца сопровождается монотонным ростом I_s примерно до $T = 800$ К. При последующем охлаждении значение I_s кристаллического образца почти не меняется в интервале 800–300 К. Абсолютные значения I_s аморфного и закристаллизованного образцов при комнатной температуре становятся равными.

Вид температурной зависимости аномального коэффициента Холла может зависеть не только от

рассеяния на спиновых волнах, но и от рассеяния электронов на фононах [8, 9]. Поэтому сравним температурную зависимость R_s с зависимостью от температуры I_s^2 и удельного электросопротивления ρ .

Из анализа экспериментальных результатов следует, что в определенном интервале температур, характерном для этого сплава, имеет место линейная зависимость между R_s и квадратом намагниченности I_s^2 , которая может быть представлена в виде

$$\Delta R_s = R_s(T) - R_s(T_h) = \alpha [J_s^2(T_h) - J_s^2(T)] \quad (2)$$

где $R_s(T)$ и $J_s^2(T)$, соответственно коэффициент АЭХ и квадрат намагниченности насыщения при $T < T_c$; $R_s(T_h)$ и $J_s^2(T_h)$ – значения коэффициента АЭХ и квадрата намагниченности при фиксированной начальной температуре $T_h < T_c$.

Уравнение (2) характеризует влияние ферромагнитного вклада в величину коэффициента R_s , зависящего от намагниченности насыщения I_s .

Для сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ наблюдается также связь между R_s и относительным изменением электросопротивления $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, которая может быть представлена в виде [9, 10].

$$\frac{\Delta R_s}{R_s} = \beta \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right)^n \quad (3)$$

где $\Delta \rho$ – разность удельного электросопротивления при разных температурах, а ρ – удельное сопротивление при определенной температуре.

На рис. 2а. приведена зависимость аномального коэффициента Холла R_s от квадрата самопроизвольной намагниченности I_s^2 , и связь между температурно-зависящей частью аномального коэффициента Холла $\frac{\Delta R_s}{R_s}$ и температурно-зависящей частью удельного электросопротивления $\frac{\Delta \rho}{\rho}$, для

сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях (рис. 2б).

Аналогичная процедура проведена и для сплава $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$, где также обнаружена линейная зависимость R_s от I_s^2 , и зависимость по формуле (3).

Коэффициенты α , β и показатель степени n в уравнениях (2) и (3) для сплавов $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ в аморфном и кристаллическом состояниях приведены в таблице 1. Из таблицы 1 и рис. 2а видно, что в аморфном состоянии коэффициенты α меньше, чем в кристаллическом для идентичных составов сплавов. Это указывает на то, что связь между R_s и I_s^2 в аморфном состоянии более слабая, чем в кристаллическом.

Более слабая зависимость $\ln \left(\frac{\Delta \rho}{\rho} \right) = f \left[\ln \left(\frac{\Delta R_s}{R_s} \right) \right]$ в аморфном состоянии по сравнению с кристаллическим свидетельствует о том, что вклад фононного механизма рассеяния в аморфных сплавах значительно слабее, чем в кристаллических аналогичного состава. На механизм рассеяния носителей тока в ферромагнитных аморфных металлических сплавах (АМС), вероятно, оказывают влияние и другие эффекты [11].

Коэффициенты α , β и показатель степени n в аморфном состоянии меньше, чем в кристаллическом состоянии. Это свидетельствует о том, что в кинетических свойствах аморфного состояния спиновые волны и фононный вклад играют относительно менее важную роль.

Величина аномального коэффициента Холла обычно значительно больше в металлах и сплавах, находящихся в аморфном состоянии, чем в кристаллическом. Вероятно, это является прямым следствием высокого электросопротивления в аморфном состоянии.

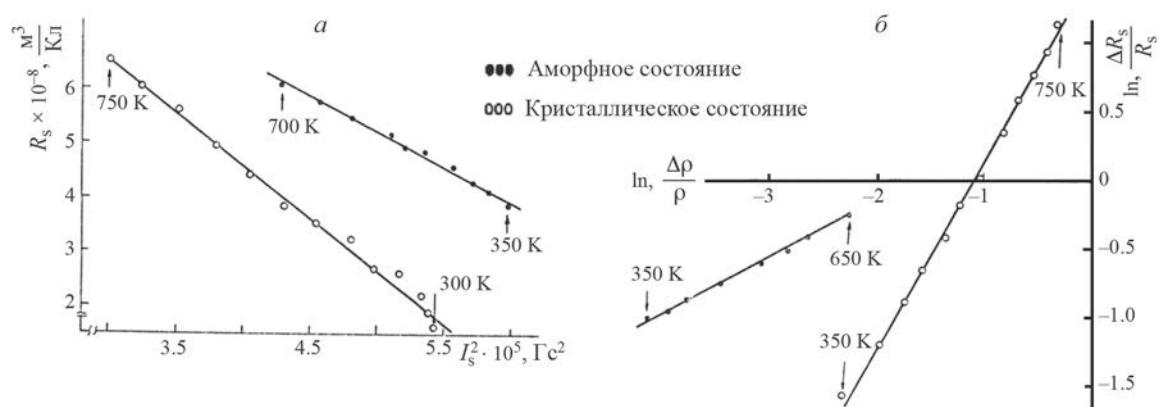


Рис. 2. Зависимость аномального коэффициента Холла R_s от квадрата намагниченности I_s^2 (а) и связь между аномальным коэффициентом Холла R_s и удельным электросопротивлением (б) сплава $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$.

Таблица 1. Значения коэффициентов для аморфного и кристаллического состояния

Состав сплавов	Аморфное состояние			Кристаллическое состояние		
	$\alpha \cdot 10^{-13}$, $\frac{\text{м}^3}{\text{Кл}\cdot\text{К}}$	β	n	$\alpha \cdot 10^{-13}$, $\frac{\text{м}^3}{\text{Кл}\cdot\text{К}}$	β	n
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	0.24	8.07	1.39	0.95	80.16	2.50
$\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$	1.49	3.00	1.04	3.73	21.38	1.18

В работах [7, 8] рассматривается аномальный эффект Холла в ферромагнетиках группы железа, возникающий из-за рассеяния электронов проводимости на спиновых неоднородностях с учетом двух видов спин-орбитального взаимодействия: как собственного спин-орбитального взаимодействия магнитных электронов, так и взаимодействия орбитального момента электронов проводимости со спинами магнитных электронов. Для аномального эффекта Холла в ферромагнитном состоянии получено следующее выражение:

$$R_s = \pm \frac{3\lambda_{SO}\rho}{16E_F I_S(O)} \quad (4)$$

где λ_{SO} – эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия, ρ – удельное электросопротивление, E_F – энергия Ферми, $I_S(O)$ – спонтанная намагниченность.

Комплексное экспериментальное изучение электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств позволяет оценить параметры эффективного спин-орбитального взаимодействия λ_{SO} [12].

$$R_H = \frac{\rho_H}{B} = R_0 + \frac{2e^2}{\mu_0\mu_B\hbar g}\rho^2\lambda_{SO}\chi = R_0 + R_S\chi \quad (5)$$

где $\mu_B = 0.927 \cdot 10^{-23}$ Дж/Тл – магнетон Бора, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная, $\hbar = 1.054 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка, $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона, ρ – удельное сопротивление, фактор Ланде для переходных металлов $g \approx 2$, λ_{SO} – эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия.

По формуле (5) был вычислен в ферромагнитном состоянии эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия в аморфном и кристаллическом состояниях. Результаты расчетов приведены на рис. 3.

Результаты вычислений показывают, что в ферромагнитном состоянии эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия слабо зависит от температуры и с ростом температуры уменьшается. Для кристаллического состояния он с уменьшением температуры снижается. Это свидетельствует о том, что в ферромагнитном состоянии в эффективный параметр спин-орбитального взаимодействия в основном определяется неупорядоченностью спиновой подсистемы.

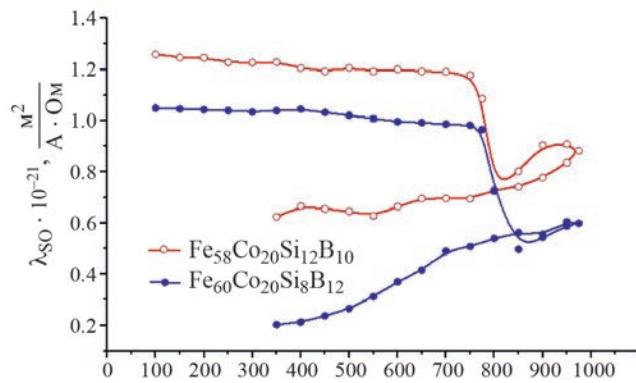


Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента эффективного параметра спин-орбитального взаимодействия сплавов $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$.

Для определения роли вклада фононного механизма рассеяния в температурные зависимости $R_S(T)$ от электросопротивления $\rho(T)$ проверялось выполнение соотношения [9, 10, 13].

$$R_S(T) = a\rho + b\rho^2 \quad (6)$$

в котором первый член определяется асимметричным рассеянием носителей тока, а второй – связан, с механизмом бокового смещения носителей тока под влиянием спин-орбитального взаимодействия [10].

Значения коэффициентов a и b приведены в табл. 2.

Пропорциональность $R_S \sim \rho$ есть следствие структурного разупорядочения в высокорезистивных аморфных сплавах, а различия в значениях коэффициентов a и b для аморфного и кристаллического состояний ферромагнитных сплавов свидетельствуют о частичной трансформации электронного энергетического спектра при аморфизации.

Анализ зависимостей $R_S/\rho = f(\rho)$ указывает также на то, что фононный вклад в кинетические свойства АМС менее существен в аморфном состоянии, чем в кристаллическом.

Основной причиной отличия в зависимостях $R_S(T)$ в кристаллических и аморфных ферромагнитных сплавах является различие в механизмах рассеяния, обусловленное разупорядочением

Таблица 2. Значения параметров для двух сплавов

Состав сплава	Состояние	Интервал температура, К	$a \cdot 10^{-2}$, $\text{м}^2/(\text{Ом} \cdot \text{Кл})$	$b \cdot 10^4$, $\text{м}^2/(\text{Ом} \cdot \text{Кл})$
$\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$	Аморфное кристаллическое	100–650	–0.0204	5.364
		350–750	–0.021	4.05
$\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$	Аморфное кристаллическое	290–620	–0.033	5.91
		470–870	–0.044	6.66

структур [11]. Существенное влияние на зависимость $R_s(T)$ для аморфных ферромагнетиков может оказывать рассеяние носителей тока на магнитных неоднородностях. В работе [9] отмечается, что под влиянием спин-орбитального взаимодействия при рассеянии электронов проводимости на примесном центре (а также на магноне, фононе и т.д.) возникает асимметрия вероятности рассеяния, приводящая к Холловскому «закручиванию» электронов проводимости. Для d -подобных состояний в аморфных сплавах возможен не только диффузионный, но и близкий к прыжковому механизму переноса заряда, а также автолокализация электронов на виртуальных дефектах с образованием электронных ловушек [11].

В работах [14–15] также показано, что для кристаллических сплавов при асимметричном рассеянии поляризованных по спину d -подобных электронов температурная зависимость R_s описывается соотношением (6).

В работе [10] получено, что это же соотношение имеет место и для аморфных сплавов, причем, как правило, для высокорезистивных аморфных сплавов первый член в (6) меньше второго.

Температурные зависимости $R_s(T)$ большинства АМС определяются не только их составом, но и локальными магнитными и структурными неоднородностями, степенью гетерогенности сплавов и т.п., которые, в свою очередь, зависят от технологических условий их формирования и термической обработки. На рис. 4 приведена зависимость R_s/ρ от ρ для сплавов $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ (в аморфном и кристаллическом состояниях). Видно, что зависимость (6) хорошо выполняется в интервале температур ниже температуры Кюри.

Соотношение между R_s и ρ продолжает сохраняться при различных отжигах и кристаллизации [16].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выполнено комплексное исследование температурных зависимостей удельного электросопротивления, аномального коэффициента Холла, намагниченности насыщения аморфных сплавов на основе металлов группы железа

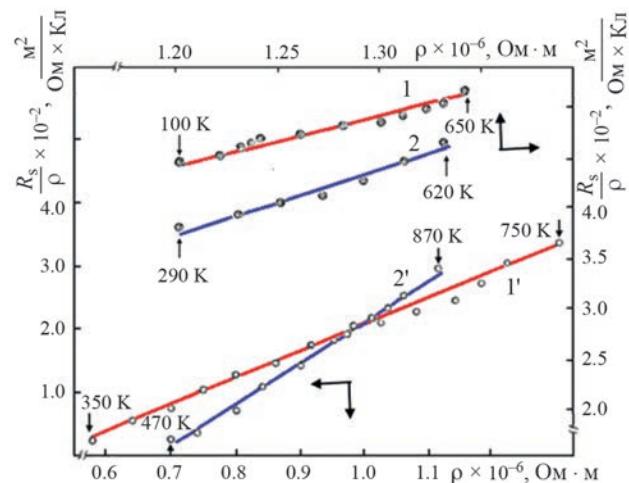


Рис. 4. Зависимость R_s/ρ от ρ сплавов $\text{Fe}_{58}\text{Co}_{20}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ и $\text{Fe}_{60}\text{Co}_{20}\text{Si}_8\text{B}_{12}$ в аморфном (1 и 2) и кристаллическом (1' и 2') состояниях.

с металлоидами в аморфном, аморфно-кристаллическом и кристаллическом состояниях.

Для исследованных сплавов в аморфном и кристаллическом состояниях установлены соотношения, связывающие аномальный коэффициент Холла R_s с намагниченностью насыщения I_s и температурно-зависящей частью удельного электросопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}$, в виде

$$\Delta R_s = \alpha [I_s^2(T_H) - I_s^2(T)] \quad \text{и} \quad \frac{\Delta R_s}{R_s} = \beta \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right)^n,$$

которые выполняются в широком интервале температур. Причем, коэффициенты α , β и показатель степени n для аморфного состояния сплава меньше, чем для кристаллического, что свидетельствует о том, что в кинетических свойствах аморфного состояния фононный вклад и спиновые волны играют относительно менее важную роль. Аномальный эффект Холла значительно сильнее проявляется в сплавах, находящихся в аморфном состоянии, чем в кристаллическом, что является прямым следствием высокого электросопротивления в аморфном состоянии.

Показано, что для аморфных сплавов при $T < T_c$ выполняется зависимость $R_s = a\rho + b\rho^2$ (ρ – удельное электросопротивление), где первый член меньше второго, что подтверждает теорию аномального эффекта Холла аморфных сплавов Ведяева, Грановского.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кувандиков О.К., Субханкулов И. Электропроводность, эффект Холла в сплавах $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ и $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$. Структура и свойства аморфных сплавов. Ижевск: Удм. гос. ун-т, 1985.
2. Kuvandikov O.K., Subkhankulov I., Amonov B.U., Imamnazarov D.H. // Metallofiz. Noveishie Tekhnol. 2021. V. 43. No. 12. P. 1601.
3. Золотухин И.В. // СОЖ. 1997. № 4. С. 73.
4. Вьюгов П.Н., Дмитренко А.Е. // Вопр. атомн. науки и техн. Сер. Вакуум, чист. матер. и сверхпроводники. 2004. Т. 14. № 6. С. 185.
5. Кувандиков О.К. Магнитные и кинетические свойства конденсированных сплавов и соединений на основе переходных и редкоземельных металлов. Ташкент: Фан, 2009.
6. Перов Н.С., Родионова В.В., Прудникова М.В. и др. Вибрационный магнитометр. Специальный физический практикум. М.: МГУ, 2016. С. 32.
7. Михайловский Ю.О., Меттус Д.Е., Казаков А.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 8. С. 544; *Mikhailovsky Y.O., Mettus D.E., Kazakov A.P. et al. // JETP Lett. 2013. V. 97. P. 473.*
8. Ирхин Ю.П., Абельский Ш.Ш. // ФТТ. 1964. Т. 6. С. 1635.
9. Грановский А.Б., Прудников В.Н., Казаков А.П. и др. // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. № 5. С. 916; *Granovskii A.B., Prudnikov V.N., Kazakov A.P. et al. // JETP. 2012. V. 115. No. 5. P. 805.*
10. Ведяев А.В., Грановский А.Б. // ФММ. 1984. Т. 58. № 6. С. 1084.
11. Шпак А.П., Куницкий Ю.А., Захаренко М.И., Волощенко А.С. Магнетизм аморфных та нанокристалічних систем. Київ: Ізд. Академ-періодика. 2003.
12. Trudea M., Cochrane R.W., Baxter D.V. et al. // Phys. Rev. 1988. V. 37. No. 9. P. 4499.
13. Арсеньев А.Д., Грановский А.Б., Ведяев А.В. // В кн.: Сб. тезисов всесоюзн. симп. Физика аморфных магнетиков, Красноярск: Ин-т физики СО ФН СССР, 1989. 199 с.
14. Luttingen J.M. // Phys. Rev. 1958. V. 112. No. 3. P. 739.
15. Блинов М.И., Черненко В.А., Прудников В.Н. и др. // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 3. С. 546; *Blinov M.I., Chernenko V.A., Prudnikov V.N. et al. // JETP. 2021. V. 132. No. 3. P. 457.*
16. Malmhäll R., Backström G., Bhagat S.M., Rao K.V. // J. Non – Cryst. Solids. 1987. V. 28. No. 2. P. 159.

Hall effect in amorphous and crystalline ferromagnetic alloys $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ and $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$

O. Kuvandikov^{1,*}, I. Subkhankulov¹, R. M. Rajabov¹, Sh. A. Khomitov¹

¹ Institute of Engineering Physics, Rashidov Samarkand State University, Samarkand, 140104, Uzbekistan
* e-mail: quvandikov@rambler.ru

For the $Fe_{60}Co_{20}Si_8B_{12}$ и $Fe_{58}Co_{20}Si_{12}B_{10}$ alloys, the temperature dependences of the Hall coefficient, electrical resistivity, and saturation magnetization in the amorphous and crystalline states were studied. A relationship between these parameters has been established, which is explained from the standpoint of the theory of the anomalous Hall effect. The spin-orbit interaction parameters are estimated on the base of the experimental data.

УДК 532.54

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ МАГНИТНОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ С ПОМОЩЬЮ РАЗРАБОТАННОГО КАПИЛЛЯРНОГО ВИСКОЗИМЕТРА

© 2024 г. А. А. Чураев¹, Е. В. Шельдешова¹, Е. В. Бондарь¹, П. А. Ряполов^{1,*}

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
"Юго-Западный государственный университет", Курск, Россия

*E-mail: r-piter@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Изучена вязкость жидкостей с помощью капиллярного вискозиметра собственной разработки. Значение вязкости определяется по перепаду давления в капилляре, что позволяет исследовать оптически непрозрачные жидкости и проводить измерения в магнитном поле. Проведена серия тарировочных экспериментов на жидкостях с известным значением вязкости. Полученные зависимости магнитовязкого эффекта в образцах магнитной жидкости с различной структурой и физическими параметрами согласуются с известными теоретическими и экспериментальными данными.

DOI: 10.31857/S0367676524110269, EDN: FIZUIW

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные жидкости – это коллоидные системы, состоящие из очень мелких частиц, равномерно диспергированных в жидкости, такой как вода или органический растворитель. Магнитные жидкости – это уникальные технические синтетические материалы с жидкотекучими, магнитоуправляемыми свойствами, которые имеют широкий спектр перспективных применений в промышленности, машиностроении, электронике, оптике, медицине и других научно-технических областях [1–10]. Коллоидные системы на основе магнитных наночастиц вызывают все больший интерес в биомедицинских исследованиях. Магнитные жидкости имеют потенциал для применения в лечении рака, основывающегося на принципе точного нацеливания лекарственных средств или управляемого искусственно-го нагрева. Для безопасного применения основные свойства магнитных жидкостей должны быть хорошо изучены, включая вязкость жидкостей при приложении внешнего магнитного поля.

Одним из параметров который характеризует магнитную жидкость, является вязкость. Вязкостью магнитных жидкостей можно управлять при помощи внешнего магнитного поля. В случае, когда магнитная жидкость находится в магнитном поле, в ее частицах индуцируется магнитный момент. Для таких частиц момент магнитных сил может противодействовать механическому моменту, создаваемому вязким трением в потоке, и тем самым препятствовать свободному вращению частиц.

Это замедляет течение магнитной жидкости и повышает ее вязкость за счет добавления к сдвиговой вязкости, так называемого вращательного вклада. Для сильно разбавленных магнитных жидкостей теоретическое описание вращательной вязкости было получено Шлиомисом [11].

Для концентрированных коммерческих магнитных жидкостей наблюдалось сильное увеличение вязкости в магнитном поле [12–14] что указывает на доминирующую роль межчастичных взаимодействий и образование цепочек частиц, которые также препятствуют потоку и увеличивают вязкость. Данное явление известно как магнитовязкий эффект [15]. Наиболее распространенным методом исследования вязкости является ротационные вискозиметры, в которых образец коллоида помещается между вращающимися поверхностями [16–19]. Что вступает противоречие с существующими вариантами применения, в которых магнитная жидкость либо течет по трубкам (капиллярам), либо совершает колебания (датчики и демпферы).

Из-за оптической непрозрачности вязкость магнитной жидкости нельзя измерять с помощью традиционных капиллярных вискозиметров, в которой измеряется время течения жидкости. Единственным методом измерения вязкости капиллярным вискозиметром является оценка перепада давления, основы которой изложены в работах Ш. Оденбаха [20–23]. В ней в качестве объекта исследования используется овечья кровь с добавлением микроНаночастиц магнетита. При этом данный метод

не использовался для исследования традиционных магнитных жидкостей. Целью данной работы является разработка капиллярного вискозиметра для измерения вязкости магнитных жидкостей на основе оценки перепада давления под действием внешнего магнитного поля, исследование магнитовязкого эффекта в магнитных жидкостях и сравнение полученных результатов с известными данными.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения исследований был изготовлен капиллярный вискозиметр. Блок-схема представлена на рис. 1.

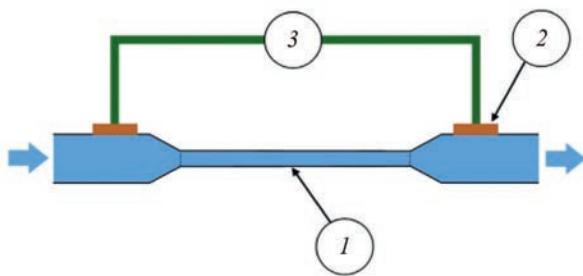


Рис. 1. Блок-схема капиллярного вискозиметра: 1 – капилляр, 2 – область, в которой будет производиться измерение перепада давления, 3 – датчик давления.

Для создания капиллярного вискозиметра был использован капилляр, диаметр которого равен 1 мм, а его длина составляет 90 мм. К каналам давления подсоединялся датчик MPX5050DP, при помощи которого производилось измерение перепада давления. В процессе эксперимента жидкость подавалась с постоянной скоростью 0,1 мм/с при помощи шприцевого насоса.

Внешнее магнитное поле генерировалось при помощи лабораторного электромагнита ФЛ-1. Капиллярный вискозиметр в корпусе фиксировался между полюсами электромагнита, так чтобы капилляр находился в центре этих полюсов. На рис. 2 представлена блок-схема установки для измерения магнитовязкого эффекта магнитных жидкостей под действием внешнего магнитного поля.

В работе исследовались магнитные жидкости разной концентрации на основе керосина, полиэтилсилоксана и бидисперсная магнитная система. Образцы магнитной жидкости изготовлены на основе высокодисперсного магнетита Fe_3O_4 , стабилизированного поверхностью-активным веществом – олеиновой кислотой $C_8H_{17}CH=CH(CH_2)_7-COOH$ методом химической конденсации частиц магнетита из водного раствора солей двух- и трехвалентного железа избыtkом концентрированного раствора щелочи. Размер магнитных частиц порядка 10 нм.

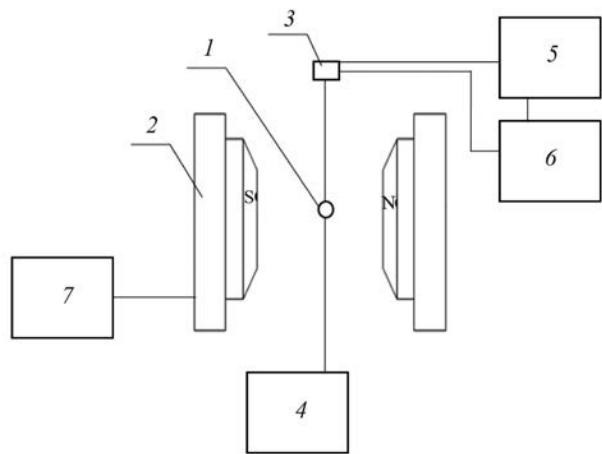


Рис. 2. Блок-схема установки для измерения магнитовязкого эффекта магнитных жидкостей под действием внешнего магнитного поля: 1 – капилляр, 2 – электромагнит ФЛ-1, 3 – датчик давления, 4 – шприцевой насос, 5 – вольтметр, 6 – источник питания для датчика, 7 – источник питания для электромагнита.

В качестве объектов исследования были выбраны образцы магнитной жидкости, ранее уже охарактеризованные в наших работах [24, 25]. В предыдущих работах показано, что дисперсный состав образцов не изменялся при разбавлении.

Образец МЖ-1.1 был получен на основе керосина в Ивановском государственном энергетическом университете. МЖ-1.2.1, МЖ-1.3 произведены путем разбавления МЖ-1.1 керосином в определенной пропорции.

В образец МЖ-1.2.1 были добавлены частицы магнетита (размером 300 нм) в соотношении 10% от массы твердой фазы, в результате чего была получена бидисперсная система МЖ-1.2.2. Для приготовления данной системы использовались методы механического и ультразвукового смещивания порошка магнетита с магнитной жидкостью. Последующие анализы показали отсутствие разделения на фазы и образования осадка в образце МЖ-1.2.2. Полученная бидисперсная система оказалась стабильная [24, 25].

Образец МЖ-2.1 был получен на основе полиэтилсилоксана в Ивановском государственном энергетическом университете. МЖ-2.2, МЖ-2.3 произведены путем разбавления МЖ-2.1 полиэтилсилоксаном в определенной пропорции [25].

Измерения физических параметров, исследуемых образцов жидкостей, проводились по методикам и на установках, разработанных в лаборатории наномасштабной акустики Юго-Западного государственного университета [26–28]. Физические характеристики всех измеряемых жидкостей представлены в табл. 1.

Таблица 1. Физические характеристики измеряемых жидкостей

Жидкость	Вязкость η , мПа·с	Плотность ρ , кг/м ³	Объемная концентрация твердой фазы ϕ , %	Намагниченность насыщения M_s , кА/м
ПМС-5	5	918	—	—
ПМС-10	10	943	—	—
ПМС-100	85	966	—	—
Минеральное масло	184	882	—	—
МЖ-1.1	240	1382	14.2	49
МЖ-1.2.1	6	1078	7.0	24.1
МЖ-1.3	2.45	936	3.6	12.5
МЖ-2.1	119.97	1323	10.8	39.6
МЖ-2.2	9.45	1074	4.8	17
МЖ-2.3	4.75	981	2.5	10.03
МЖ-1.2.2	6.2	1134	7.2	26.1

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В результате измерений были получены значения начального и конечного напряжений.

Значение перепада давления определяется при помощи формулы, указанной в спецификации датчика MPX5050DP:

$$\Delta P = \left(\frac{V_{\text{out}}}{V_s} - 0.04 \right) / 0.018, \quad (1)$$

где V_{out} – напряжение на выходе, V_s – подаваемое напряжение, ΔP – перепад давления.

Используя физические характеристики капилляра, скорость подачи и перепад давления, рассчитывалась вязкость жидкости по формуле [18]:

$$\eta = \frac{\pi \Delta P \tau r^4}{8lV}, \quad (2)$$

где η – динамическая вязкость, Пз ; ΔP – разность давлений на концах капилляра, дин/см²; r – радиус капилляра, см; l – длина капилляра, см; V – объем жидкости, см³, вытекающей из капилляра в течение времени τ , с.

Для оценки корректности определения вязкости предложенным методом были проведены исследования перепада давления, возникающего при течении по капилляру жидкости с известными параметрами вязкости, при различных скоростях протекания. Эксперимент проводился, как минимум по пять раз при одинаковых условиях для каждой жидкости, данные представлены в табл. 2. Были представлены жидкости как маловязкие (5 мПа·с), так и вязкие образцы (184 мПа·с). Таким образом, диапазон исследуемых жидкостей

был репрезентативен. В табл. 2 можно заметить, что измеренная вязкость показывает ожидаемую тенденцию, хотя абсолютные значения должны быть скорректированы с учетом влияния способа измерения давления. Отношение вязкости, измеренной ротационным вискозиметром к вязкости, измеренной капиллярным вискозиметром, отличаются примерно в 5.18 раза. На рис. 3 показано отношение вязкостей при измерении двумя разными способами. Как видно из рис. 3, отношение вязкости, измеренной на ротационном вискозиметре к вязкости, измеренной на капиллярном вискозиметре, остается в пределах погрешности для всех жидкостей независимо от величины их вязкости, что говорит о правильной работе капиллярного вискозиметра.

Данный коэффициент может быть отнесен к особенностям измерения перепада давления, наличию воздуха в трубках. Однако данное отклонение носит систематический характер для всех исследуемых диапазонов измерения вязкости. С учетом коэффициента можно утверждать, что значения вязкости совпадают с реальными измерениями, что послужило основой для измерения магнитовязкого эффекта в образцах магнитной жидкости.

Необходимо отметить, что помимо абсолютного значения вязкости, в центре внимания исследователей является величина ее относительного приращения в магнитном поле: магнитовязкий эффект. Он рассчитывается с помощью вязкости под воздействием внешнего магнитного поля и вязкости без влияния внешнего магнитного поля:

Таблица 2. Результаты измерения вязкости

Вещество	ΔP , Па	η , мПа·с	η ротационная, мПа·с	η рот. / η кап.
ПМС-5	70.37	1.16	5.6	4.83
ПМС-10	88.89	2.07	10.8	5.21
ПМС-100	683.33	15.94	85.9	5.39
Минеральное масло	1372.22	32.01	185.96	5.81
МЖ-1.1	2257.22	52.66	255.95	4.86
МЖ-1.2.1	61.11	1.43	7.4	5.19
МЖ-1.3	28.89	0.67	3.4	5.04
МЖ-2.1	1093.33	25.51	119.97	4.70
МЖ-2.2	90.00	2.10	10.4	4.95
МЖ-2.3	73.89	1.72	9.6	5.57
МЖ-1.2.2	48.89	1.14	6.2	5.44

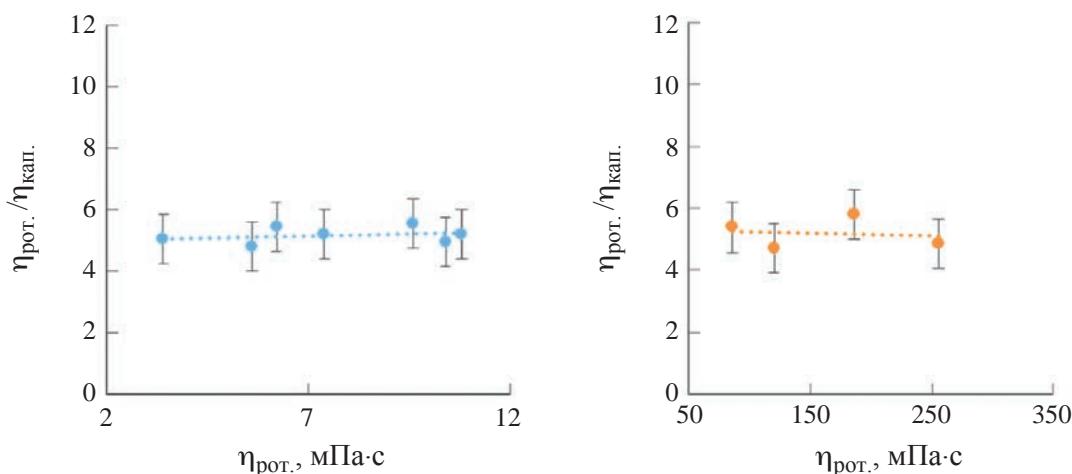


Рис. 3. Зависимость отношения вязкостей к вязкости ротационного вискозиметра.

$$R = \frac{\eta_H - \eta_{H=0}}{\eta_{H=0}}, \quad (3)$$

где R – магнитовязкий эффект, η_H – вязкость под воздействием внешнего магнитного поля, $\eta_{H=0}$ – вязкость без влияния внешнего магнитного поля.

Это позволяет определить относительное влияние внешнего магнитного поля на вязкость магнитной жидкости путем измерения перепада давления без внешнего магнитного поля и при наложении внешнего магнитного поля.

Магнитовязкий эффект магнитной жидкости измерялся при направлении магнитного поля перпендикулярно к направлению потока. Результаты измерения магнитовязкого эффекта для МЖ-2.1, МЖ-2.2, МЖ-2.3, представлены рис. 4. Результаты измерения магнитовязкого эффекта для МЖ-1.1,

МЖ-1.3 представлены на рис. 5. Результаты измерения магнитовязкого эффекта для МЖ-1.2.1, МЖ-1.2.2 представлены на рис. 6.

Как видно из рис. 4–6 магнитовязкий эффект растет при увеличении напряженности магнитного поля, что соотносится с данными в статьях [16, 17].

На рис. 7 видно, что при увеличении концентрации магнитной жидкости магнитовязкий эффект растет, что полностью соотносится с теоретическими данными [29–32].

Анализ представленных в табл. 1 значений вязкости, показывает, что исходный образец МЖ-1.1 на керосине имеет гораздо большее значение вязкости, чем образец МЖ-2.1 на полиэтилсиликсане. При разбавлении образцов происходит значительное снижение вязкости для образца на основе

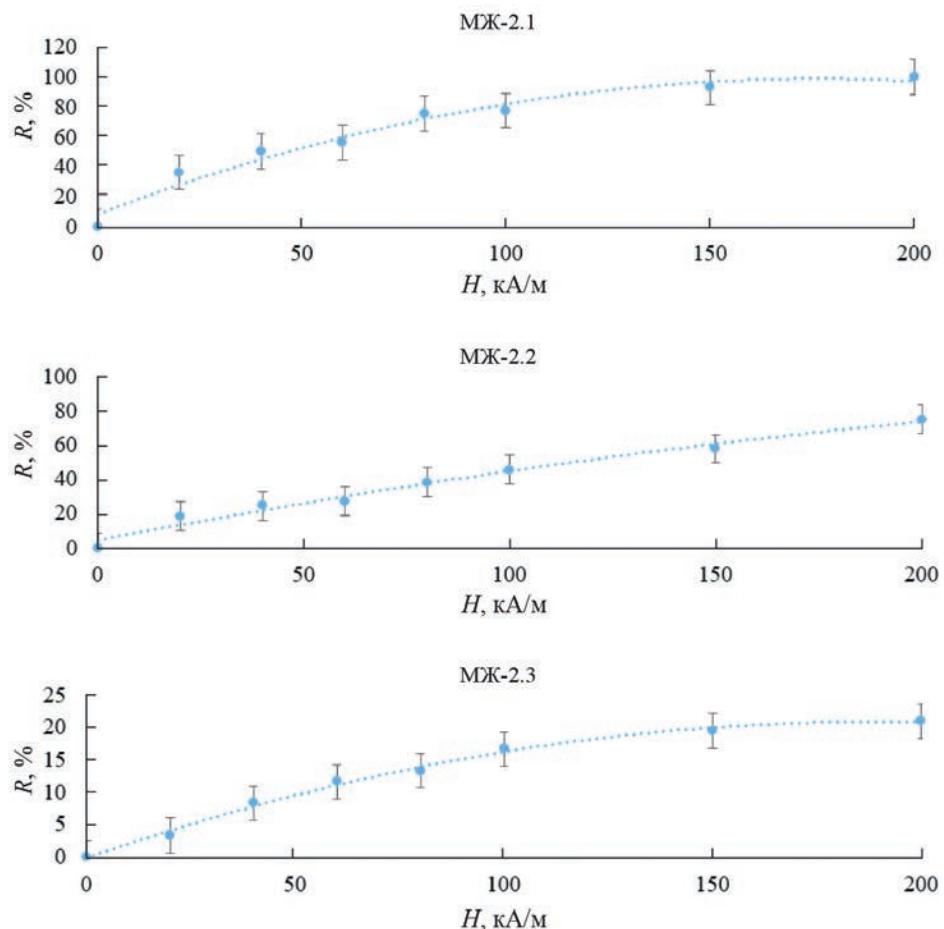


Рис. 4. Зависимость магнитовязкого эффекта МЖ-2.1, МЖ-2.2, МЖ-2.3 от напряженности магнитного поля.

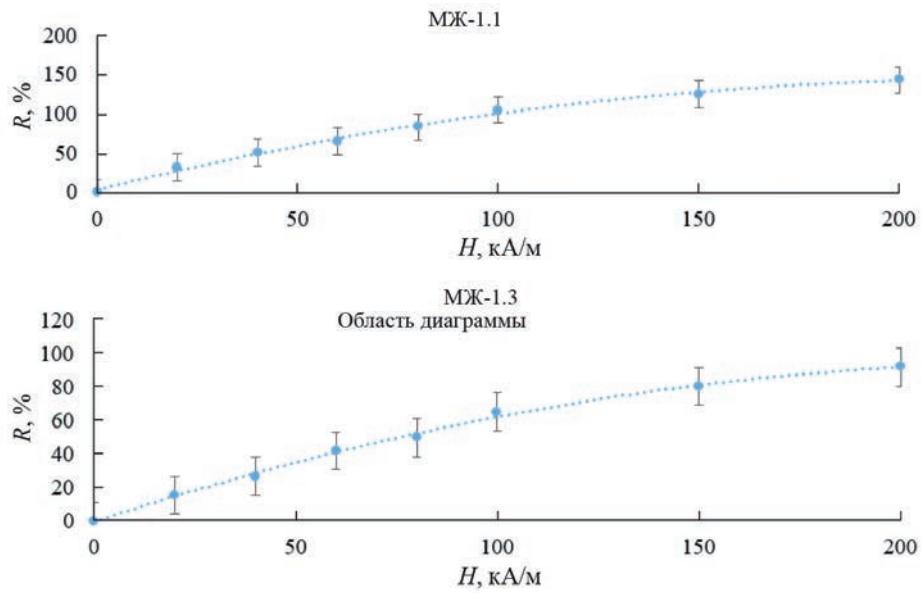


Рис. 5. Зависимость магнитовязкого эффекта МЖ-1.1, МЖ-1.3 от напряженности магнитного поля.

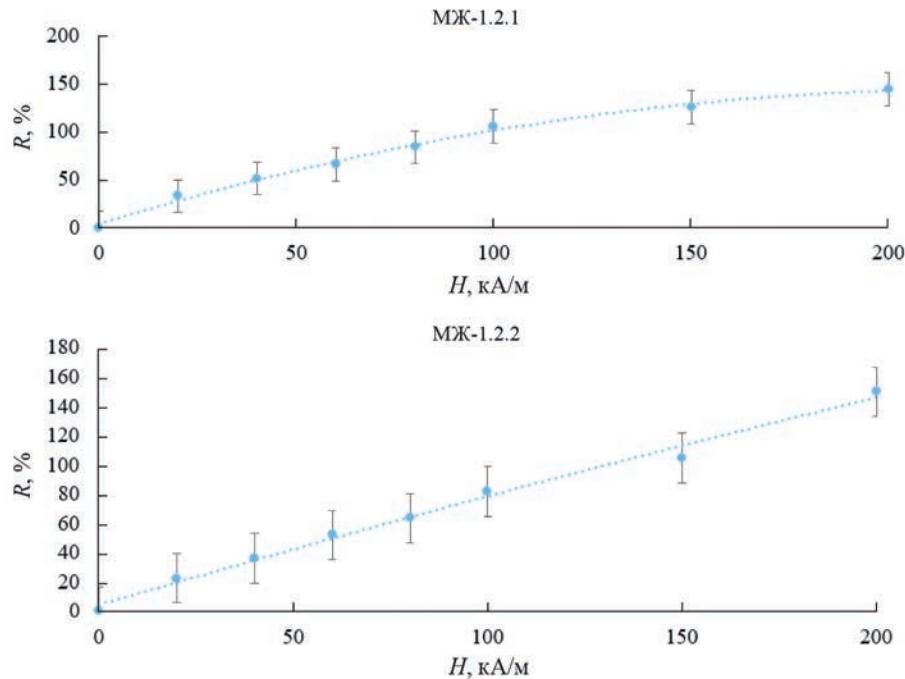


Рис. 6. Зависимость магнитовязкого эффекта МЖ-1.2.1, МЖ-1.2.2 от напряженности магнитного поля.

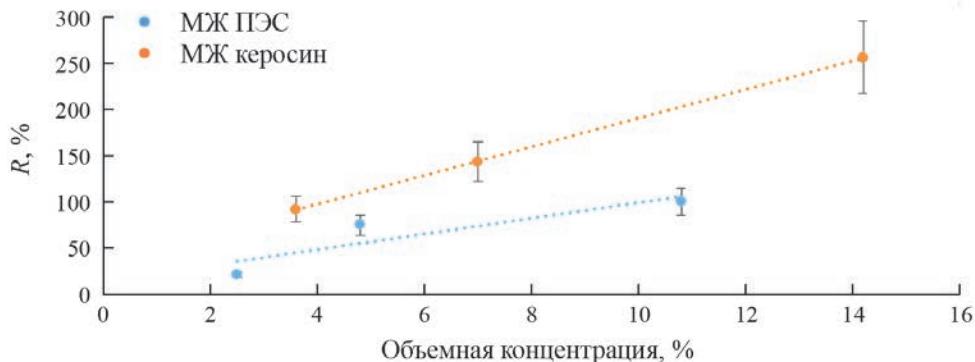


Рис. 7. Зависимость магнитовязкого эффекта от концентрации магнитной жидкости.

керосина. Причиной этому является избыток ПАВ в образце МЖ-1.1. Косвенным подтверждением такого избытка является стабильное состояние бидисперсной системы на его основе — образец МЖ-1.2.2. Наличие избытка ПАВ негативно влияет на величину магнитовязкого эффекта, который составляет 100% для образца на основе керосина в отличие от образца на основе полиэтилсиликсана, в котором вязкость в магнитном поле возрастает в 2.5 раза.

Чем больше концентрация магнитной жидкости, тем интенсивнее идет процесс образования структур поля из наночастиц Fe_3O_4 под действием

магнитного поля, как следствие, отражается на увеличении вязкости системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработана недорогостоящая установка для измерения вязкости, являющейся приставкой к распространенному электромагниту ФЛ-1, позволяющая исследовать магнитовязкий эффект в широком диапазоне изменения напряженности магнитного поля. Произведены тарировочные эксперименты на жидкостях с известным значением вязкости, охватывающих широкий диапазон значений от 5 до 200 мПа·с, определен

коэффициент пересчета абсолютного значения вязкости. Исследован магнитовязкий эффект в образцах с различной концентрацией, намагниченностью и с содержанием крупных частиц. Показано, что величина магнитновязкого эффекта зависит от концентрации магнитной жидкости и от наличия крупной фракции. Максимальное приращение вязкости составило для образца МЖ-1.1, что объясняется межчастичными взаимодействиями. Ввиду стабильности данного образца и значительного приращения вязкости в магнитном поле, подобные магнитные жидкости могут быть перспективны для применения в управляемых амортизаторах и демпферах.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (соглашение № 075-15-2021-1155 и № 075-15-2021-1213) и темы государственного задания (№ 0851-2020-0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schintie G., Palade P., Vekas L., Jacob N. et al. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2013. V. 46. No. 39. Art. No. 395501.
2. Zhou H., Chen Y., Zhang Y. et al. // Tribol. Trans. 2021. V. 64. No. 1. P. 31.
3. Wei F., Mallik A.K., Liu D. et al. // Sci. Reports. 2017. V. 7. No. 1. P. 4725.
4. Zhao Y., Wang X.X., Lv R.Q. et al. // IEEE Trans. Instrum. Meas. 2020. V. 70. P. 1.
5. Munshi M.M., Patel A.R., Deheri G.M. // IJMEMS. 2019. V. 4. No. 4. P. 982.
6. Jia J., Yang G., Zhang C. et al. // Friction. 2021. V. 9. P. 61.
7. Wang J., Zhuang W., Liang W. et al. // Friction. 2022. V. 10. No. 5. P. 645.
8. Ряполов П.А., Соколов Е.А., Шельдешова Е.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 343; Ryapolov P.A., Sokolov E.A., Sheldeshova E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2023. V. 87. No. 3. P. 295.
9. Ряполов П.А., Соколов Е.А., Калюжная Д.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 348; Ryapolov P.A., Sokolov E.A., Kalyuzhnaya D.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2023. V. 87. No. 3. P. 300.
10. Ерин К.В., Вивчарь В.И., Шевченко Е.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 315; Yerin K.V., Vivchar V.I., Shevchenko E.I. // Bull. Russ. Acad. Sci. 2023. V. 87. No. 3. P. 272.
11. Shliomis M.I. // Lect. Notes Phys. 2008. P. 85.
12. Rosensweig R.E., Kaiser R., Miskolczy G. // J. Colloid Interface Sci. 1969. V. 29. No. 4. P. 680.
13. Ambacher O., Odenbach S., Stierstadt K. // Z. Phys. B. Cond. Matter. 1992. V. 86. No. 1. P. 29.
14. Odenbach S. // Int. J. Modern Phys. B. 2000. V. 14. No. 16. P. 1615.
15. Odenbach S., Thurm S. // In: Ferrofluids: magnetically controllable fluids and their applications. Berlin, Heidelberg: Springer, 2002. P. 185.
16. Viswanath D.S., Ghosh T.K., Prasad D.H. et al. Viscosity of liquids: theory, estimation, experiment, and data. Springer Science & Business Media, 2007.
17. Woodfield P.L., Seagar A., Hall W. // Int. J. Thermophys. 2012. V. 33. P. 259.
18. Sato Y., Kameda Y., Nagasawa T. et al. // J. Crystal Growth. 2003. V. 249. No. 3–4. P. 404.
19. Zhu P., Lai J., Shen J. et al. // Measurement. 2018. V. 122. P. 149.
20. Linke J.M., Odenbach S. // J. Phys. Cond. Matter. 2015. V. 27. No. 17. Art. No. 176001.
21. Pop L.M., Odenbach S. // J. Phys. Cond. Matter. 2008. V. 20. No. 20. Art. No. 204139.
22. Nowak J., Odenbach S. // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 411. P. 49.
23. Nowak J., Borin D., Haefner S. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 442. P. 383.
24. Шельдешова Е.В., Ряполов П.А., Рекс А.Г. и др. // Изв. Юго-Запад. гос. ун-та. Сер. Техн. и технол. 2022. Т. 12. № 3. С. 130.
25. Shel'deshova E., Churaev A., Ryapolov P. // Fluids. 2023. V. 8. No. 2. P. 47.
26. Полунин В.М. Акустические свойства нанодисперсных магнитных жидкостей. М.: Физматлит, 2012. 384 с.
27. Polunin V. Acoustics of nanodispersed magnetic fluids. CRC Press, 2015.
28. Polunin V.M., Storozhenko A.M., Ryapolov P.A. Mechanics of liquid nano-and microdispersed magnetic media. CRC Press, 2017.
29. Afifah A.N., Syahrullail S., Sidik N.A.C. // Renew. Sustain. Energy Rev. 2016. V. 55. P. 1030.
30. Felicia L.J., Vinod S., Philip J. // J. Nanofluids. 2016. V. 5. No. 1. P. 1.
31. Vékás L., Raşa M., Bica D. // J. Colloid Interface Sci. 2000. V. 231. No. 2. P. 247.
32. Hong R.Y., Zhang S.Z., Han Y.P. et al. // Powder Technol. 2006. V. 170. No. 1. P. 1.

Investigation of the viscosity of magnetic-liquid systems using the developed capillary viscometer**A. A. Churaev¹, E. V. Shel'deshova¹, E. V. Bondar¹, P. A. Ryapolov^{1,*}**¹Southwest State University, Kursk, 305040, Russia* e-mail: r-piter@yandex.ru

We studied the viscosity of liquids using a capillary viscometer of our own design. The viscosity value is determined by the pressure drop in the capillary, which makes it possible to study optically opaque liquids and carry out measurements in a magnetic field. A series of calibration experiments were carried out on liquids with a known viscosity value. The obtained dependences of the magnetic-viscous effect in magnetic fluid samples with different structures and physical parameters are consistent with known theoretical and experimental data.

УДК 533.537

ИЗУЧЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ПОВЕРХНОСТИ CdTe ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ O_2^+ И ПОСЛЕДУЮЩЕГО ОТЖИГА

© 2024 г. А. А. Абдуваитов¹, Х. Х. Болтаев¹, Б. Е. Умирзаков¹,
Д. А. Ташмухамедова^{1, *}, Г. Абдурахмонов²

¹ Ташкентский государственный технический университет имени Ислама Каримова, Ташкент, Узбекистан

² Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Ташкент, Узбекистан

* E-mail: ftmet@mail.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Методом имплантации ионов O_2^+ в монокристаллическую пленку CdTe/Mo(111) с последующим отжигом при $T = 800$ К в течение 30 мин получена пленка CdTeO₃. Установлено, что в валентной зоне пленки CdTeO₃ имеются 3 максимума обусловленные возбуждением электронов из 5s электронов Cd и 2p электронов O и из гибридизированных уровней 5s Cd + 2p O. При имплантации ионов O_2^+ с $E_0 \geq 10$ кэВ соединения типа Cd-Te-O образовались в приповерхностном слое, следовательно, формировалась трехслойная наносистема типа CdTe/CdTeO/CdTe.

Ключевые слова: ионная имплантация, отжиг, наноразмерные слои, профили распределения, скрытые слои, ширина запрещенной зоны

DOI: 10.31857/S0367676524110275, EDN: FIZQMG

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что тонкие пленки полупроводников A^{II}B^{VI} широко используются при получении многослойных гетероструктур, применяемых в различных оптических и электронных устройствах, солнечных элементах и фоточувствительных приборах. Тонкие пленки оксида CdTe могут иметь несколько практических применений, например при производстве высокоэффективных солнечных элементов [1]. Поэтому для получения и изучения свойств двух и трехкомпонентных структур и многослойных гетероструктур на основе A^{II}B^{VI} (например, Me-CdTe-CdS, CdTe-CdTeO₃, SnS₂/CdTeO₃/CdZnTe) посвящено большое число работ [2–8]. Результаты экспериментальных работ показали, что совершенства и свойства пленок во многом зависят от метода синтеза, от их толщины и морфологии поверхности [4, 9–13].

Ранее в работах [14–19] было показано, что химический состав образующегося оксида может значительно варьироваться в зависимости от условий окисления.

В работе [9] тонкие пленки оксида теллурида кадмия были выращены методом ВЧ распыления в атмосфере Ar-N₂O, а атомные концентрации компонентов пленки представлены как функция парциального давления N₂O.

При этом авторы стехиометрию пленок представляли в виде: Cd_{1+x}Te_xO₂. Используя разные значения индексов, получены представление о нескольких общих соединениях с этими элементами, таких как: CdTe ($x = 1, y = z = 0$), CdO ($x = y = 0$ и $z = 1$), CdTeO₃ ($x = 0, y = 1$ и $z = 3$) и TeO₂ ($x = 0, y = 1, z = 2$ и исключить Cd). Зарядовая нейтральность сохраняется, если удовлетворяется условие $x - 2y + z = 1$. В нескольких предыдущих работах по оксиду CdTe [17–20] было отмечено, что CdTe и CdTeO₃ являются основными образующимися соединениями, а это означает, что существует стехиометрическое соотношение один к одному между Cd и Te. С другой стороны, в других работах по оксиду CdTe высказываются предположения о возможном образовании других соединений, таких как CdTe₂O₅ [20].

В последние годы метод низкоэнергетической ионной имплантации широко используется для контролируемого изменения состава, структуры и свойств полупроводниковых материалов [21–23].

В данной работе впервые приводятся результаты экспериментальных исследований для получения оксидных слоев на поверхности и в приповерхностной области пленок CdTe/Mo(111) имплантацией ионов O_2^+ .

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объекта исследования использовались три одинаковых образца CdTe/Mo(111) с толщиной ~ 1 мкм. Все технологические операции (прогрев, имплантация и исследования состава и свойств) проводились в одном и том же сверхвысоковакуумном приборе ($P \approx 10^{-7}$ Па) с использованием комплекса методов: оже-электронная спектроскопия (ОЭС), спектроскопия характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) и ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия (УФЭС). Оже-спектры снимались с помощью электростатического анализатора типа Юза-Рожанского с разрешающей способностью 0.2% и малоугловым детектированием рассеянных ионов и электронов. Кислород в сверхвысоковакуумный прибор напускался через цельнометаллический натекатель. Давление газов можно было варьировать в пределах 10^{-2} – 10^{-4} Па. При этом в измерительной части прибора давление не превышало 10^{-6} Па. Ионы O_2^+ были получены путем бомбардировки молекул O_2 электронной бомбардировкой. Испускаемые катодом ускоряемые электрическим полем «катод-анод» электроны, под действием магнитного поля соленоида движутся по спиралеобразной кольцевидной траектории, и эффективно ионизируют молекулы кислорода. Эти ионы ускоряются, фокусируются и попадают в центр мишени. Так как энергия электронов была 50 эВ, вероятность образования многократно ионизованных ионов O_2^+ достаточно мала. Диаметр пучка, попадающего на мишень, можно было регулировать от ~ 3 до ~ 10 мм, а плотность тока O_2^+ – от $5 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-3} А·см $^{-2}$. Аналогичном образом были получены также ионы Ar^+ .

Профиля распределения атомов по глубине определялись методом ОЭС в сочетании с послойным травлением ионами аргона с $E_0 = 2$ кэВ под углом 5–10° относительно поверхности образца. Исследование кристаллической структуры, морфологии поверхности проводились в стандартных установках.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Перед исследованием пленки CdTe/Mo(111) обезгаживались до $T = 800$ – 900 К в течение 3–4 ч в сочетании с легким травлением поверхности ионами Ar^+ . Это позволило уменьшить шероховатость поверхности (всех трех образцов) до 20–25 Å (рис. 1).

На рис. 2 представлен спектр, снятый рентгеноуским дифрактометром хорошо очищенного монокристалла CdTe(111). Рентгенограмма показывает, что пленка кадмий теллура имеет кубическую решетку, с постоянной решеткой $a = 3.78 \cdot \sqrt{3}$ Å. Отметим, что увеличение температуры до 800 К приводит к росту интенсивности пиков. Это может

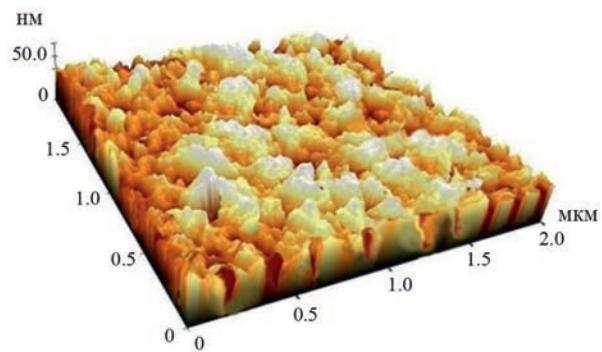


Рис. 1. ACM-изображение поверхности пленки CdTe.

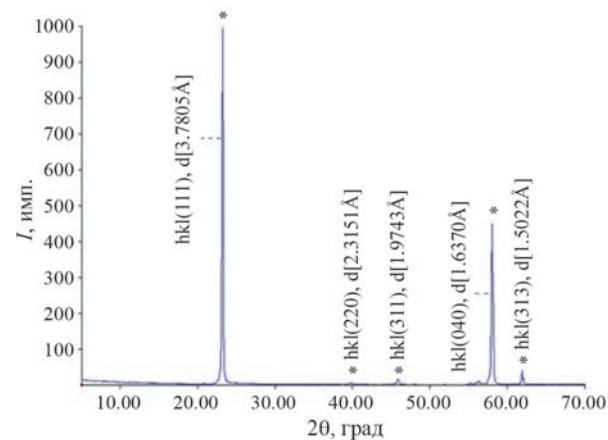


Рис. 2. Рентгенофазовый анализ CdTe (111).

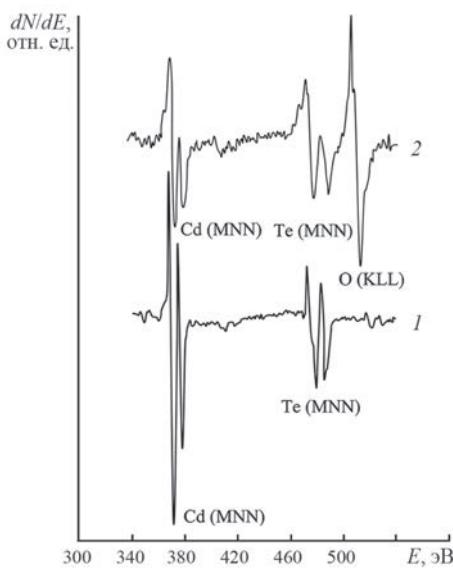


Рис. 3. Оже-спектры: 1 – чистого CdTe (111); 2 – CdTe (111) имплантированного ионами O_2^+ с $E_0 = 1$ кэВ при $D = 8 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$.

быть связано с улучшением структуры кристалла после увеличения температуры отжига.

На рис. 3 приведены оже-спектры поверхности чистого CdTe(111) до и после бомбардировки ионами кислорода с $E_0 = 1$ кэВ при дозе насыщения $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Видно, что на спектре CdTe(111) в основном обнаруживаются интенсивные пики Cd, Te и малоинтенсивные пики кислорода. После бомбардировки ионами O_2^+ практически все оже-пики примесных атомов исчезают, интенсивность оже-пика Te и Cd резко уменьшается, появляются интенсивные оже-пики кислорода (рис. 3, кривая 2). При этом поверхностная концентрация Cd, Te и O соответственно, составляли ~ 19 , 22 и 59 ат. %. После прогрева при $T = 800$ К этой системы образовалась пленка с примерным составом CdTeO₃. Расчеты показали, что на поверхности пленки CdTe имеются ~ 50 ат. % Cd, ~ 48 ат. % Te, а общая концентрация атомов кислорода и углерода составляет ~ 1.5 – 2.0 ат. %.

На рис. 4 приведены профили распределения атомов кислорода по глубине h системы CdTeO₃/CdTe. Видно, что до глубины 20–25 Å концентрация кислорода C_O практически не меняется,

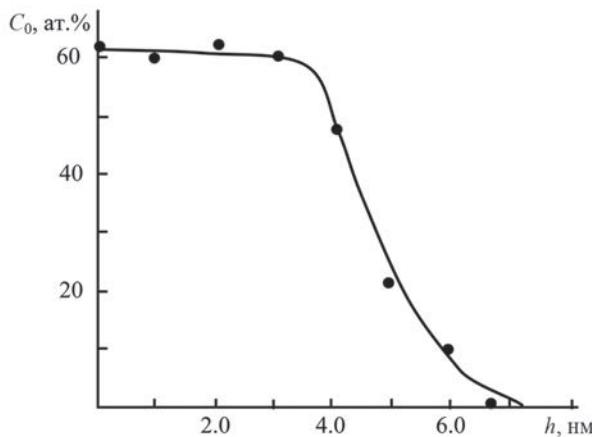


Рис. 4. Профиль распределения атомов О по глубине системы CdTeO₃/CdTe(111).

а в интервале $h \approx 25$ – 50 Å уменьшается от ~ 60 ат. % до нуля. Из этого следует, что толщина пленки CdTeO₃ составляет ~ 20 – 25 Å, а толщина переходного слоя ~ 30 Å.

На рис. 5 приведены спектры фотоэлектронов, полученные при $h\nu = 10.8$ эВ для CdTe и для CdTe с пленкой CdTeO₃, толщиной 25–30 Å. На спектре чистого CdTe (111) обнаружены пики, обусловленные наличием поверхностных состояний, возбуждением 5s-электронов Cd, а также 5d- и 5s-электронов Te. В случае пленки CdTeO₃ на спектре обнаруживаются 3 пика, обусловленные

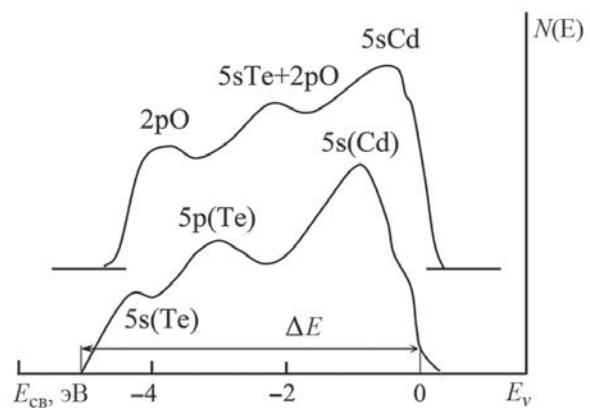


Рис. 5. Спектры фотоэлектронов для: 1 – CdTe (111); 2 – CdTe (111) с пленкой CdTeO₃.

возбуждением 5s-электронов Cd, возбуждением электронов из гибридизированных состояний 5s Te + 2p O и возбуждением 2p электронов O. На основе анализ спектров фотоэлектронов и поглощения света оценены параметры энергетических зон CdTe и CdTeO₃ (табл. 1) где E_v – потолок валентной зоны, E_c – дно зоны проводимости, E_g – ширина запрещенной зоны. Из таблицы видно, что E_g пленки CdTeO₃ значительно больше, чем E_g плен-

Таблица 1. Параметры энергетических зон CdTe(111) и CdTeO₃

Образец	Параметры зон, эВ		
	E_v	E_c	E_g
CdTe	5.65	4.20	1.45
CdTeO ₃	6.60	4.10	2.50

ки CdTe. Необходимо отметить, что значение E_g пленки CdTeO₃ полученный нами существенно отличается от E_g для наночастиц CdTeO₃ ($E_g = 3.3$ эВ) приведенного в работе [5].

Для получения наноразмерных фаз и наноструктур в приповерхностной области CdTe имплантация ионов O_2^+ проводилась с энергией $E_0 \geq 10$ кэВ. На рис. 6 приведены зависимости поверхностной концентрации атомов Cd, Te и O от дозы ионов для CdTe (111), имплантированного ионами O_2^+ с $E_0 = 15$ кэВ. Из рис. 6 видно, что сначала с ростом дозы ионов до $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ концентрация Cd увеличивается на 10–12 ат. %, в интервале $D = 10^{15}$ – 10^{16} см^{-2} – резко уменьшается до ~ 8 – 10 ат. %, а затем при $D \geq 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ – заметно не меняется. При этом поверхностная кон-

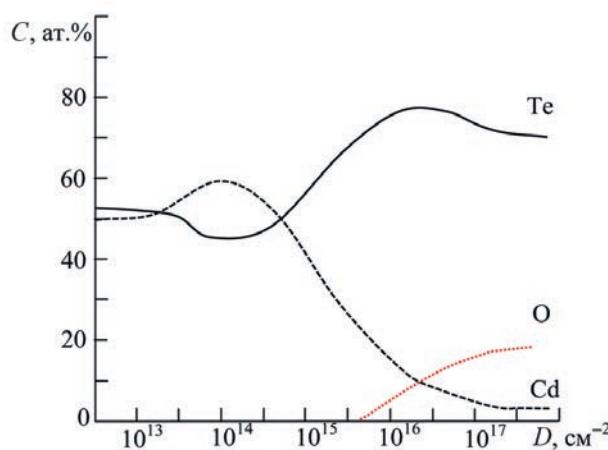


Рис. 6. Зависимость поверхностной концентрации атомов Cd, Te и O от дозы облучения для CdTe, имплантированного ионами O_2^+ с $E_0 = 15$ кэВ.

центрация Te сначала, при $D \approx (7-8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ проходит через минимум (~ 40 ат. %), а затем при $D \approx 10^{16} \text{ см}^{-2}$ через максимум (~ 80 ат. %). Начиная с $D = 10^{16} \text{ см}^{-2}$ на поверхности появляются атомы O и при $D \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$ C_O составляет 14–15 ат. %. При $D \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$ поверхностные концентрации Te, Cd и O соответственно устанавливаются на уровне ~ 80 ат. %, 6 ат. %, 14 ат. %. Дальнейшее увеличение D не приводит к заметному изменению состава поверхности. Поверхностные слои CdTe, начиная с $D \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ полностью разупорядочиваются.

На рис. 7 приведены профили распределения атомов кислорода по глубине d для CdTe/Mo(111) имплантированного ионами O_2^+ с $E_0 = 15$ кэВ при дозе $D = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ до и после отжига при $T = 800$ К. Видно, что после ионной имплантации зависимость C_O от d имеет широкий максимум. Постимплантационный отжиг в зависимости от

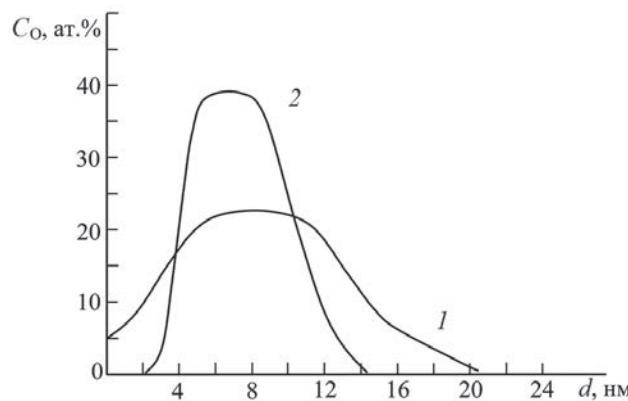


Рис. 7. Концентрационные профили распределения атомов O по глубине для CdTe имплантированного ионами O_2^+ с $E_0 = 15$ кэВ при дозе $D = 10^{17} \text{ см}^{-2}$: 1 – до прогрева; 2 – после прогрева при $T = 800$ К.

температуры приводит к перераспределению атомов O, Cd и Te в ионно-легированном слое и кристаллизации разупорядоченных слоев. Отжиг при каждой T проводился в течение 30 мин. При $T = 800$ К образовалась поликристаллическая структура. При этом концентрация O в максимуме увеличивается до 50–55 ат. %, общая концентрация O (площадь под кривой $C_O(d)$) немного уменьшается и положение максимума немного смешается в сторону поверхности (рис. 7). При этом на глубине $d = 6-7$ нм формируется слой CdTeO_3 с толщиной ~ 4 нм. В результате образуется трехслойная система CdTe/CdTeO₃/CdTe. Между этими слоями содержится переходный слой типа $\text{Cd}_{1-x}\text{Te}_x\text{O}_3$ ($x = 0-0,5$). Дальнейшее увеличение приводило к разложению соединения CdTeO_3 и испарению атомов кислорода. Полное испарение кислорода происходило ~ 1100 К.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, впервые методом имплантации ионов O_2^+ с $E_0 = 5$ кэВ в CdTe с последующим отжигом на поверхности CdTe получены поликристаллические нанопленки CdTeO_3 с толщиной от ~ 30 до 100 Å. Изучены состав, морфология, кристаллическая и электронная структура этих трехкомпонентных нанопленок. В частности показано, что значение E_g для пленки CdTeO_3 составляет ~ 2.50 эВ. Определены оптимальные условия имплантации ионов O_2^+ (энергия и доза) и последующего отжига для получения нанопленочной системы CdTe/CdTeO₃/CdTe.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bube R.H. // Proc. of the Symp. Mater. New Process. Technol. Photovolt. V. 83–11. (New Jersey, 1983) P. 359.
2. Lee C.H., Park S.W., Jaesun Lee et al. // J. Electron. Mater. 1998. V. 27. No. 6. P. 668.
3. Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 115. № 4. С. 230; Ryzhkov M.S., Khudaiberdiev D.A., Kozlov D.A. et al. // JETP Lett. 2022. V. 115. No. 4. P. 202.
4. Orletskyi I.G., Ilashchuk M.I., Maistruk E.V. et al. // Ukr. J. Phys. 2019. V. 64. No. 2. P. 164.
5. GuillénCervantes A., BecerrilSilva M., SilvaLópez H.E. et al. // J. Mater. Sci. Mater. Electron. 2020. V. 31. P. 7133.
6. Жанабергенов Ж., Мирсагатов Ш.А., Каражанов С.Ж., Музффарова С. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. № 21. С. 82; Zhanabergenov Zh., Mirsagatov Sh.A., Karazhanov S. Zh., Muzaffarova S. // Tech. Phys. Lett. 2003. V. 29. No. 11. P. 917.
7. Умирзаков Б.Е., Содикжанов Ж.Ш., Ташмухамедова Д.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47.

- № 12. С. 3; *Umirzakov B.E., Sodikjanov J.Sh., Tashmukhamedova D.A. et al.* // *Tech.Phys. Lett.* 2021. V. 47. No. 8. P. 620.
8. Селькин А.В., Юлдашев Н.Х. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 879; *Selkin A.V., Yuldashev N.Kh.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. № 6. P. 771.
9. *Kapadnis R.S., Kale S.S., Wagh V.G.* // *IOSR-JEN.* 2013. V. 3. No. 8. P. 01.
10. Михайлова Н.Н., Ремесник В.Г., Алешикин В.Я. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 6. С. 861; *Mikhailov N.N., Remesnik V.G., Aleshkin V.Ya. et al.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2023. V. 87. No. 6. P. 755.
11. Иконников А.В., Криштопенко С.С., Бовкун Л.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116. № 8. С. 535; *Ikonnikov A.V., Krishtopenko S.S., Bovkun L.S. et al.* // *JETP Lett.* 2022. V. 116. No. 8. P. 547.
12. Рыжков М.С., Козлов Д.А., Худайбердиев Д.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 117. № 1. С. 50; *Ryzhkov M.S., Kozlov D.A., Khudaiberdiev D.A. et al.* // *JETP Lett.* 2023. V. 117. No. 1. P. 44.
13. Уланов В.А., Зайнуллин Р.Р., Хушея Т.А.Н., Яцык И.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 14. С. 1682; *Ulanov V.A., Zainullin R.R., Housheya T.A.H., Yatsyk I.V.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2021. V. 85. No. 12. P. 1337.
14. Беляев А.П., Рубец В.П., Антипов В.В., Еремина Е.О. // *ФТП.* 2010. Т. 44. № 7. С. 978; *Belyaev A.P., Rubets V.P., Antipov V.V., Eremina E.O.* // *Semiconductors.* 2010. V. 44. No. 7. P. 946.
15. Клюй Н.И., Лозинский В.Б., Лукьянов А.Н. и др. // *ЖТФ.* 2012. Т. 82. № 8. С. 83; *Klyui N.I., Lozinskii V.B., Luk'yanov A.N. et al.* // *Techn. Physics.* 2012. V. 57. No. 8. P. 1121.
16. Wang F., Schwartzman A., Fahrenbruch A.L. et al. // *J. Appl. Phys.* 1987. V. 62. P. 1469.
17. Espinoza-Beltrán F.J., Sánchez-Sinencio F., Zelaya-Angel O. et al. // *Japan. J. Appl. Phys.* 1991. V. 30. Part 2. Art. No. L1715.
18. Espinoza-Beltrán F.J., Zelaya O., Sánchez-Sinencio F. et al. // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1993. V. 11. P. 3062.
19. Zapata-Navarro A., Zapata-Torres M., Sosa V. et al. // *J. Vac. Sci. Technol. A.* 1994. V. 12. P. 714.
20. Werthen J.G., Häring J.P., Bube R.H. // *J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. P. 1159.
21. Болтаев Х.Х., Ташмукхамедова Д.А., Умирзаков Б.Е. // Поверхн. Рентген., синхротрон. и нейтрон. иссл. 2014. № 4. С. 24; *Boltaev Kh.Kh., Tashmukhamedova D.A., Umirzakov B.E.* // *J. Surface Invest. X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* 2014. V. 8. No. 2. P. 326.
22. Эргашов Ё.С., Ташмукхамедова Д.А., Джурабекова Ф.Г., Умирзаков Б.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 2. С. 162; *Ergashov E.S., Tashmukhamedova D.A., Djurabekova F.G., Umirzakov B.E.* // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2016. V. 80. No. 2. P. 138.
23. Ташмукхамедова Д.А., Юсупжанова М.Б. // Поверхн. Рентген., синхротрон. и нейтрон. иссл. 2016. V. 12. P. 89; *Tashmukhamedova D.A., Yusupjanova M.B.* // *J. Surface Invest. X-ray, Synchrotron Neutron Tech.* 2016. V. 10. No. 6. P. 1273.

Analysis of the change in the composition of the CdTe surface upon implantation of O_2^+ ions and subsequent annealing

A. A. Abduvaitov¹, Kh. Kh. Boltaev¹, B. E. Umirzakov¹,
D. A. Tashmukhamedova^{1, *}, G. Abdurakhmanov²

¹ Islam Karimov Tashkent State Technical University, Tashkent, 100095, Uzbekistan

² Mirzo Ulugbek National University of Uzbekistan, Tashkent, 100174, Uzbekistan

* e-mail: ftmet@mail.ru

The methods of implantation of O_2^+ ions into a single-crystal CdTe/Mo(111) film followed by annealing at $T = 800$ K for 30 min resulted in the obtained CdTeO₃ film. It has been established that in the valence band of the CdTeO₃ film there is a 3rd maximum due to the excitation of electrons from 5s Cd electrons and 2p O electrons and bending 5s Cd + 2pO electrons. At implantation of O_2^+ ions with $E_0 \geq 10$ keV, Cd-Te-O type compounds were formed in the near-surface layer; therefore, a three-layer nanosystem of the CdTe/CdTeO/CdTe type was formed.

Keywords: ion implantation, annealing, nanoscale layers, distribution profiles, hidden layers, band gap

УДК 537.632.5

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ БИСЛОЕВ NiFe-Та

© 2024 г. М. М. Яшин^{1, 2}, А. Н. Юрасов^{1, *}, М. А. Симдянова³,
И. В. Гладышев¹, Т. Н. Бахвалова¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА – Российский технологический университет», Москва, Россия

² Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет)», Москва, Россия

³ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва, Россия

* E-mail: alexey_yurasov@mail.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

Обсуждаются результаты моделирования магнитооптических свойств наноразмерных слоистых структур на основе структуры пермаллоя-тантала на кремниевой подложке. Спектральные зависимости рассчитаны в экваториальной геометрии магнитооптического эффекта Керра (ТКЕ) в диапазоне 0.5–4.0 эВ, при этом установлено сильно нелинейное поведение спектров в зависимости от толщины слоя пермаллоя и тантала. Также показано, что эффект Керра может быть значительно усилен при достаточно больших значениях толщины слоя тантала.

DOI: 10.31857/S0367676524110289, EDN: FIZKQA

ВВЕДЕНИЕ

Изучение различных свойств перспективных наноструктур сегодня является весьма актуальным. В наноструктурах возможно усиление различных эффектов, например таких, как магнитосопротивление, аномальный эффект Холла, большая магнитооптическая активность и др. [1–3]. Примером таких систем служат слоистые наноразмерные структуры. Моделирование наблюдаемых оптических и магнитооптических эффектов позволяет бесконтактным способом оценивать различные характеристики параметры исследуемых образцов [4–6].

Целью настоящей работы является моделирование магнитооптических свойств слоистых наноразмерных структур на примере структуры пермаллоя (ферромагнетик) – тантала (парамагнетик) (NiFe-Та) на кремниевой подложке для рассмотрения возможности создания на их основе перспективных элементов электроники. Такое моделирование проводится впервые.

Рассматриваемые структуры могут быть использованы для повышения чувствительности биочипов [7, 8] или, например, для усиления сигнала Керра за счет взаимодействия световой волны с плазмонной волной в металле [9–12]. Отметим также, что

частично усиление ТКЕ может быть объяснено интерференционными эффектами.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

При измерении ТКЕ в слоистых наноразмерных структурах пермаллоя-тантала (NiFe-Та) на кремниевой подложке с широкополосным источником света была обнаружена инверсия знака ТКЕ и увеличение амплитуды сигнала в слое ферромагнитного металла, модифицированного обычным металлом [13]. Сигнал может быть усилен в несколько раз, особенно для тонких (≤ 10 нм толщиной) магнитных пленок. Магнитооптический сигнал наблюдался даже при увеличении толщины слоя Та до 130 нм [13].

Для того чтобы понять такое интересное поведение, было проведено моделирование ТКЕ при различных толщинах NiFe и Та для структуры NiFe-Та/Si.

В ферромагнетиках для изотропной среды диэлектрическая проницаемость представляется в виде тензора

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon & i\gamma & 0 \\ -i\gamma & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Стоит отметить, что диагональные компоненты ε отвечают за оптические свойства, а недиагональные γ за магнитооптические свойства наноструктур. На основании этого можно сделать вывод, что магнитооптические методы исследования позволяют получить более полную информацию об исследуемых структурах, чем оптические. Параметр ТКЕ, зависящий от частоты ω , определяется следующим выражением [6]:

$$\rho_{\omega} = (A\gamma_1 + B\gamma_2) \frac{2\sin 2\phi}{A^2 + B^2} \quad (2)$$

где ϕ — угол падения света, $A = \varepsilon_2(2\varepsilon_1 \cos^2 \phi - 1)$, $B = \cos^2 \phi(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2 + 1) + \varepsilon_1 - 1$, $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$, $\gamma = \gamma_1 - i\gamma_2$.

По угловым зависимостям становится возможным через параметр ТКЕ при двух разных углах (индексы 1 и 2) вычислить значения γ_1 и γ_2 данного образца:

$$\begin{cases} \rho_{1\omega} = (A_1\gamma_1 + B_1\gamma_2) \frac{2\sin 2\phi_1}{A_1^2 + B_1^2}, \\ \rho_{2\omega} = (A_2\gamma_1 + B_2\gamma_2) \frac{2\sin 2\phi_2}{A_2^2 + B_2^2}. \end{cases}$$

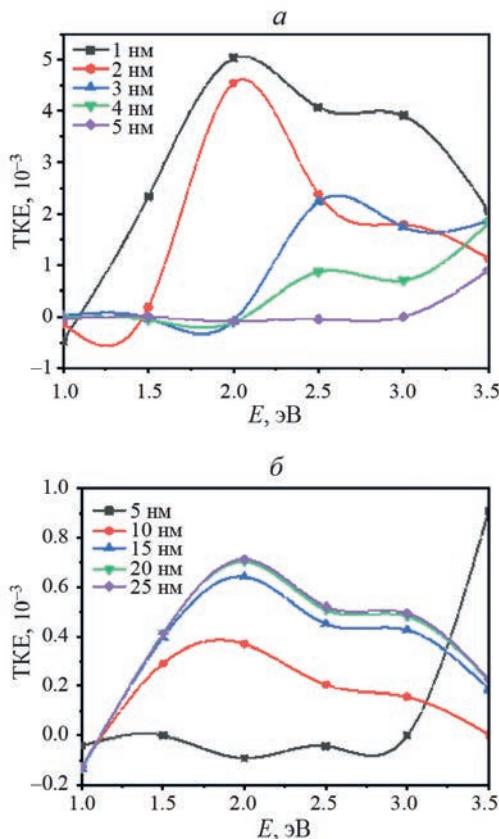


Рис. 1. Модельные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe — Ta/Si при различной толщине слоя Та: от 1 до 5 нм (а); от 5 до 25 нм (б). Толщина NiFe составляет 150 нм.

Отсюда получаем окончательное выражение для γ_2 :

$$\gamma_2 = \left(\frac{\rho_{2\omega}}{A_2} \frac{A_2^2 + B_2^2}{2\sin 2\phi_2} - \frac{\rho_{1\omega}}{A_1} \frac{A_1^2 + B_1^2}{2\sin 2\phi_1} \right) \left/ \left(\frac{B_2}{A_2} - \frac{B_1}{A_1} \right) \right., \quad (3)$$

а для γ_1 :

$$\gamma_1 = \left(\frac{\rho_{2\omega}}{B_2} \frac{A_2^2 + B_2^2}{2\sin 2\phi_2} - \frac{\rho_{1\omega}}{B_1} \frac{A_1^2 + B_1^2}{2\sin 2\phi_1} \right) \left/ \left(\frac{A_2}{B_2} - \frac{A_1}{B_1} \right) \right.. \quad (4)$$

Полученные выражения (2)–(4) использовались для моделирования магнитооптических свойств рассматриваемых слоистых наноструктур на основе NiFe-Ta/Si.

Моделирование магнитооптических спектров проводилось согласно формулам Френеля для многослойных систем [15, 16]. При этом учитывались оптические и магнитооптические параметры для объемных NiFe и Та [13] при различных значениях толщины слоя Та (рис. 1 и 2) и при разных значениях толщины NiFe (рис. 3, 4).

Экспериментальные и рассчитанные спектры ТКЕ на рисунках 1–4 демонстрируют сложное поведение магнитооптического отклика в зависимости от толщины NiFe и Та. Установлено усиление параметра эффекта Керра в различных областях спектра

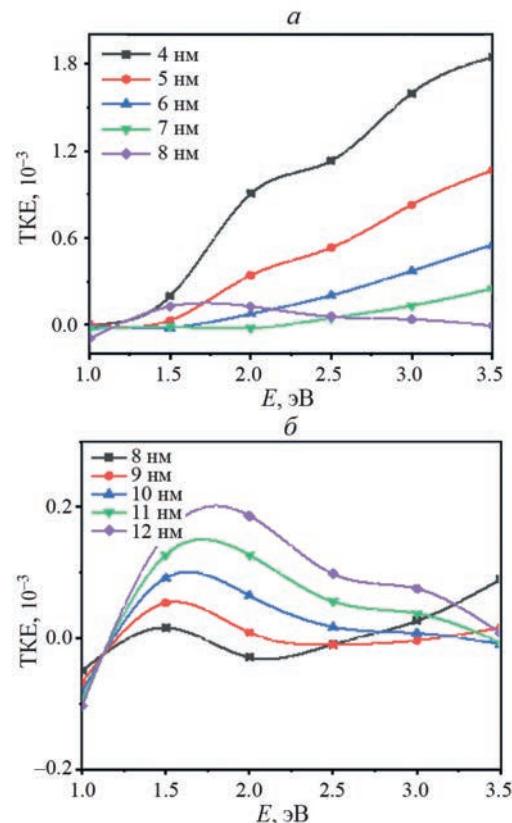


Рис. 2. Модельные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe — Ta/Si при различной толщине слоя Та: от 4 до 8 нм (а); от 8 до 12 нм (б). Толщина NiFe составляет 30 нм.

и при различных значениях толщины слоя NiFe и Ta. Частично такое усиление может быть объяснено интерференционными эффектами. Важно отметить, что знак и величина эффекта Керра определяются наличием поляризованных (большинства и меньшинства со спинами по и против намагниченности) электронов ниже уровня Ферми и одновременно пустых состояний выше уровня Ферми.

При этом показано (рис. 1–3), что сигнал ЭЭК может быть значительно усилен для слоев Ta толщиной 10–25 нм. Наиболее вероятным механизмом преобразования эффекта Керра является диффузия невозбужденных поляризованных неосновных и основных электронов через двухслойную границу раздела из ферромагнитного металла. Однако данный факт, безусловно, требует дальнейшего исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, впервые представлены результаты моделирования магнитооптических исследований бислоев NiFe-Ta на примере экваториального эффекта Керра в спектральном диапазоне 0.5–4.0 эВ.

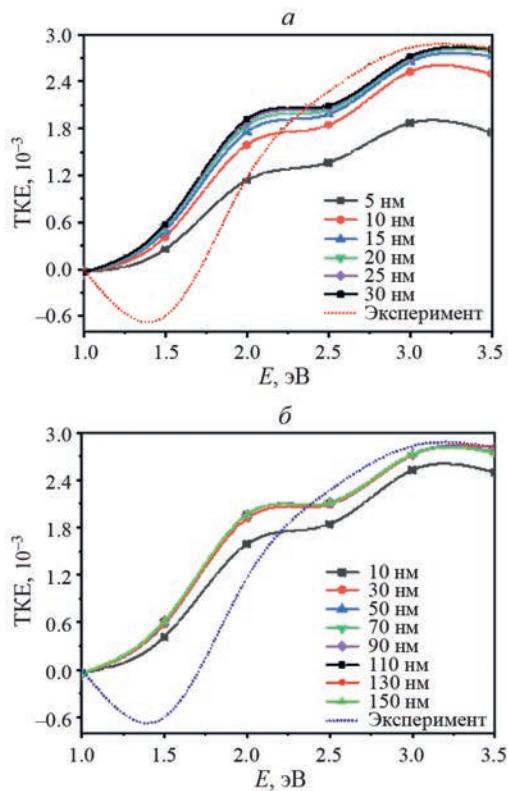


Рис. 3. Модельные спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si (сплошная линия) при различной толщине слоя NiFe: от 5 до 30 нм (а); от 10 до 150 нм (б) в сравнении с экспериментом (точки). Толщина Ta составляет 3 нм.

Установлено сложное поведение спектров ЭЭК в зависимости от толщины NiFe и Ta, а также обнаружено увеличение ТКЕ при определенных значениях длины волны излучения и толщины слоя Ta. Частично такое усиление может быть объяснено интерференционными эффектами. Важно отметить, что возможном механизме трансформации эффекта Керра является диффузия на большие расстояния невозбужденных поляризованных электронов через двухслойную границу раздела, что требует дальнейшего исследования.

Показано, что сигнал ТКЕ может значительно усиливаться при значениях толщины слоя Ta 10–25 нм, что, несомненно, важно для создания новых типов перспективных устройств электроники. Результаты могут быть использованы также при проектировании и анализе многослойных спиновых структур и применении в магнитооптических и магнитоплазменных сенсорах [17–19].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание для вузов № ФСФЗ-2023-0005) и программы «Акселератор МИРЭА – Российский технологический университет».

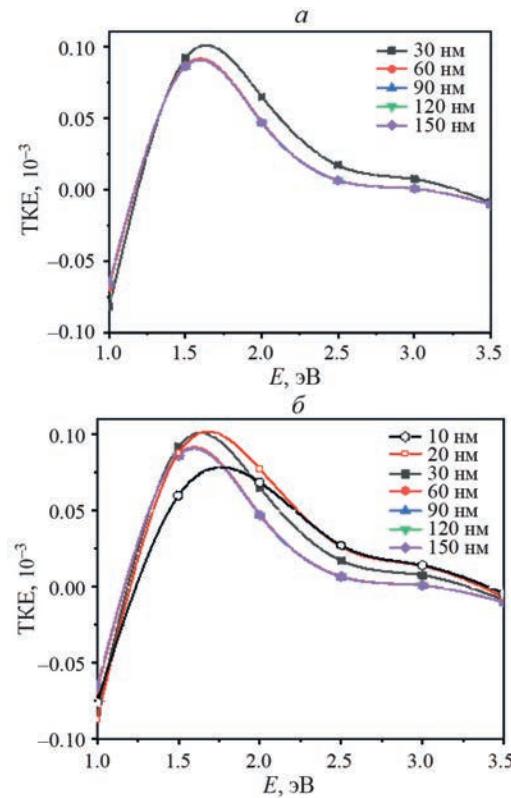


Рис. 4. Спектральные зависимости ТКЕ слоистой структуры NiFe – Ta/Si при различной толщине слоя NiFe: от 5 до 30 нм (а); от 10 до 150 нм (б). Толщина Ta составляет 10 нм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ганшина Е.А., Припеченков И.М., Перова Н.Н. и др. // Изв. РАН Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 328; *Ganshina E.A., Pripechenkov I.M., Perova N.N. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 3. P. 282.*
- Ганшина Е.А., Ващук М.В., Виноградов А.Н. и др. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. № 5. С. 1172; *Ganshina E.A., Vashuk M.V., Vinogradov A.N. et al. // JETP. 2004. V. 125. No. 5. P. 1172.*
- Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Емельянов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. № 1-2(7). С. 46; *Nikolaev S.N., Chernoglazov K.Yu., Emelyanov A.V. et al. // JETP Lett. 2023. V. 118. No. 1. P. 58.*
- Юрасов А.Н., Яшин М.М., Гладышев И.В. и др. // РТЖ. 2021. Т. 9. № 3. С. 49.
- Юрасов А.Н., Яшин М.М., Гладышев И.В. и др. // Вестн. МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Ест. науки. 2023. № 5. С. 63.
- Трушин А.С., Кичин Г.А., Звездин К.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 1. С. 105; *Trushin A.S., Kichin G.A., Zvezdin K.A. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 1. P. 88.*
- Armelles G., Cebollada A., Garcia-Martin A. et al. // Adv. Opt. Mater. 2013. V. 1. No. 10. P. 10.
- Samarin S.N., Artamonov O.M., Baraban A.P. et al. // App. Phys. Lett. 2015. V. 107. Art. No. 101602.
- Safarov V.I., Kosobukin V.A., Hermann C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. No. 26. P. 3584.
- Hermann C., Kosobukin V.A., Lampel G. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. No. 23. Art. No. 235422.
- Loughran T.H.J., Keatley P.S., Hendry E. et al. // Opt. Express. 2018. V. 26. No. 4. P. 4738.
- Sapienza L., Zerulla D. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. No. 3. Art. No. 033407.
- Skidanov V.A. // In: Book of Abstracts EASTMAG 2022 (Kazan, 2022). Р. 1.
- Юрасов А.Н., Яшин М.М., Ганшина Е.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 716; *Yurasov A.N., Yashin M.M., Ganshina E.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 601.*
- Mayevsky V.M. // Fiz. Met. and Metalloved. 1985. V. 59. P. 213.
- Юрасов А.Н., Яшин М.М., Мирзокулов Х.Б. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 969; *Yurasov A.N., Yashin M.M., Mirzokulov Kh.B. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 7. P. 884.*
- Ткачева В.Р. // Техника. Технологии. Инженерия. 2016. № 1. С. 37.
- Lima E., Tanaka T., Toyoda I.A. // PIER M. 2018. V. 75. P. 141.
- Пикалов А.М., Дорофеенко А.В., Грановский А.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. № 8. С. 527; *Pikalov A.M., Dorofenko A.V., Granovsky A.B. // JETP Lett. 2021. V. 113. No. 8. P. 521.*

The peculiarities of magneto-optical spectra of NiFe-Ta bilayers

М. М. Яшин^{1, 2}, А. Н. Юрасов^{1, *}, М. А. Симдянова³,
И. В. Гладышев¹, Т. Н. Бахвалова¹

¹ MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454, Russia

² Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

³ Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia

* e-mail: alexey_yurasov@mail.ru

We presented the results of modeling the magneto-optical properties of nanoscale layered structures based on the permalloy-tantalum structure on a silicon substrate. The spectral dependences are calculated in the transverse geometry of the magneto-optical Kerr effect in the range of 0.5–4.0 eV, while a highly nonlinear behavior of the spectral dependences was established depending on the thickness of the permalloy and tantalum layer. It is also shown that the Kerr effect can be significantly enhanced with sufficiently large values of the thickness of the tantalum layer.