

Национальный исследовательский университет
«МЭИ»

**МАТЕРИАЛЫ:
XXIX МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
«ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)»**

**PROCEEDINGS:
XXIX INTERNATIONAL CONFERENCE
«ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS
(FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)»**

Москва
Издательство МЭИ
2021

УДК 621.3
ББК 22.313
Э 455

Э 455 Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования). XXIX Международная конференция: материалы. – М.: Издательство МЭИ, 2021. – 221 с.

ISBN 978-5-7046-2518-6

В сборнике приведены доклады, представленные на XXIX Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)», посвященной текущим достижениям и фундаментальным исследованиям в области теории электромагнитного поля, ядерной физики, физики элементарных частиц, физики плазмы и астрофизики. В материалах конференции также рассмотрены вопросы физических и математических основ спиновой электроники, физики сложных систем, исследования электромагнитных явлений в электротехнических и радиоэлектронных устройствах и агрегациях, проблемы создания и повышения эффективности ферритовых и резистивных материалов для радиопоглощающих покрытий различного применения.

УДК 621.3
ББК 22.313

Материал издается в авторской редакции

ISBN 978-5-7046-2518-6

© Национальный исследовательский университет «МЭИ», 2021

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ XXIX МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

«ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)»

Сопредседатели

Бутырин П.А., д.т.н., чл.-корр. РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)

Серебрянников С.В., д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Члены организационного комитета

Горбацевич А.А., д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, ФИАН (Россия)

Карпунина М.В., ст. преп., НИУ «МЭИ» (Россия) – *зам. ученого секретаря*

Локк Э.Г., д.ф.-м.н., г.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Михеев Д.В., к.т.н., к.э.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия) – *ученый секретарь*

Погребисский М.Я., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)

Поляков П.А., д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Организаторы

- Национальный исследовательский университет «МЭИ»
- Отделение ядерной физики и астрофизики ФИАН
- Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
- Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
- Академия Электротехнических Наук РФ
- Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ
XXIX МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)»

Председатель – *Серебрянников С.В.*, д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Заместитель председателя – *Поляков П.А.*, д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Члены Программного комитета:

Алексейчик Л.В., д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Анненков А.Ю., к.ф.-м.н., с.н.с., ИРЭ РАН (Россия)

Астахов М.В., д.х.н., проф., НИТУ «МИСИС» (Россия)

Безъязыкова Т.Г., к.т.н., доц., СПбГУТ (Россия)

Бержанский В.Н., д.т.н., проф., Крымский Федеральный Университет им. В.И. Вернадского (Россия)

Бутырин П.А., д.т.н., чл.-корр. РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)

Горбачев А.А., д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, ФИАН (Россия)

Далькаров О.Д., д.ф.-м.н., проф., ФИАН (Россия)

Демирчян К.С., д.т.н., академик РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)

Коровкин Н.В., д.т.н., проф., СПбГПУ (Россия)

Крохин О.Н., д.ф.-м.н., академик РАН, ФИАН (Россия)

Локк Э.Г., д.ф.-м.н., г.н.с. ИРЭ РАН (Россия)

Нгуен Куок Ши, д.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Садовников Б.И., д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)

Сигов А.С., д.ф.-м.н., академик РАН, МГТУ МИРЭА (Россия)

Степович М.А., д.ф.-м.н., проф., КГУ им. К.Э. Циолковского (Россия)

Хомич В.Ю., д.ф.-м.н., академик РАН, ИЭЭ РАН (Россия)

Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф., НИУ «МЭИ» (Россия)

Bao-Jun, prof. (China)

Giudjenov I., prof. (Bulgaria)

Gräbner F., dr., ass. prof., Hörmann IBG GmbH (Germany)

Kazantseva N.E., prof., Tomas Bata University in Zlin (Czech. Republic)

Koledintseva M.Y., prof., Missouri University of Science & Technology (USA)

Rakov V., prof. (USA)

Stzaniszlav A., dr., Innovation Company for Telecomm, TKI (Hungary)

Tassev M.A., prof. (Bulgaria)

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

*Сопредседатели: д.т.н., чл.-корр. РАН П.А. Бутырин (НИУ «МЭИ»),
д.т.н., проф. С.В. Серебрянников (НИУ «МЭИ»)*

ГЕНЕЗИС ЭЛЕКТРИФИКАЦИИ И ЦИФРОВИЗАЦИИ
(к 140-летию проведения I Всемирного электрического конгресса и
Парижской электрической выставки)

П.А. Бутырин, Ф.Н. Шакирзянов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва
E-mail: butyrinpa@mpei.ru

Рассматривается генезис процессов электрификации и цифровизации и роль Первого Всемирного электротехнического конгресса и международной Парижской электрической выставки в развитии электротехники. Отмечается роль государства и частного бизнеса в успешности проведения электрификации в разных странах, а также роль частной инициативы и государства в процессе цифровизации.

Ключевые слова: электрификация, цифровизация, Парижская электрическая выставка, план ГОЭЛРО.

Начавшееся во второй половине XIX в. научно-техническое освоение электромагнетизма (электричества) коренным образом изменило жизнедеятельность человечества.

Организационно-значимыми событиями этого освоения было проведение в 1881 г. в Париже Первого Всемирного электротехнического конгресса, впервые собравшего весь цвет мировой электротехнической науки, и международной самой представительной выставки, на которой были представлены практические достижения электротехники со всего мира и которая произвела сильнейшее впечатление на общество. В электротехнической и социальной коэволюции можно выделить два фундаментальных процесса. Первый из них связан с электрификацией, второй с цифровизацией. Рассмотрим вкратце генезис этих процессов

Сам интерес общества к использованию электричества был связан с достижениями в области электрического освещения. Исключительную роль здесь сыграли проведенные П.Н. Яблочковым демонстрации освещения улиц, площадей и зданий в крупных европейских городах. А собственно начало электрификации относят к 1880 г., когда с подачи Т.А. Эдисона были организованы производство и продажа массового потребителя электроэнергии – электроламп, обусловившие массовое создание электрических сетей. Состоявшиеся в 1881 г. ВЭЛК параллельно с Парижской электрической выставкой стали катализатором процесса электрификации. Итоги проведения подобной масштабной электрификации были рассмотрены на состоявшейся в 1924 г. в Лондоне I Всемирной конференции по энергетике. Здесь обстоятельно рассматривалось исполнение планов электрификации Швейцарии, Норвегии, Швеции, Италии, Австрии, Северной Франции, Нидерландской Индии и английских доминионов Канады, Австралии, Новой Зеландии, Южной Африки. Отметим, что мелкая и сельскохозяйственная электрификация проводилась при участии государства. Так было в Италии, Франции, Германии, Швеции, Норвегии, Чехословакии, Юго-Словакии, Канаде, Соединенных Штатах

Америки (США). Факт появления в 1920 г. плана ГОЭЛРО и проведение электрификации в России, в стране преимущественно мелкотоварного и сельскохозяйственного производства, именно под патронатом государства находились в тренде развития и организации мирового хозяйства. Своеобразие России здесь было, во-первых, в удручающей стартовой позиции по душевой выработке электроэнергии. К началу 1920-х гг. она отставала по этому показателю от больших развитых стран – Японии, Англии, Германии, Франции в 6-7 раз, от США в 25 раз, а от маленькой Норвегии почти в 100 раз. Во-вторых, план ГОЭЛРО носит государственно-политический характер:

- электрификация используется как инструмент достижения политической цели подрыва мелкого хозяйства, поскольку оно «корень капитализма» и «фундамент внутреннего врага» (см. выступление В.И. Ленина на VIII Всероссийском съезде Советов;

- электрификация является инструментом перевода всех отраслей хозяйства на более эффективное производство (на электрификацию комиссией ГОЭЛРО отводилось в плане только 7% капитальных затрат, тогда как на транспорт 46%, на обрабатывающую индустрию 29%, на добывающие отрасли 18%).

Электрификация и связанное с ней развитие электро- и радиотехники трансформировали сферы быта и производства, медицины и военного дела, транспорта и связи. Исполнение же плана электрификации России (ГОЭЛРО) способствовало консолидации общества, изменению его состава (сокращение крестьянства), перевода производства на современные рельсы.

Цифровизация (компьютерное моделирование и управление) своим возникновением в середине XX в. обязано военному противостоянию великих держав. Именно в результате научно-исследовательских разработок, выполненных в этом противостоянии, появились современные методы математического моделирования, были созданы ЭВМ и зародились информационные технологии. Так только членами АН СССР – участниками работ по атомному проекту были разработаны: Н.Н. Боголюбовым – прямые методы вариационного исчисления; Л.В. Канторовичем – применение функционального анализа в вычислительной математике, общая теория приближённых методов, эффективные методы решения операторных уравнений, основы линейного программирования; Г.В. Марчуком совместно с Н.Н. Яненко - метод дробных шагов для решения задач математической физики; А.А. Самарским совместно с А.Н. Тихоновым – теория разностных схем, А.Н. Тихоновым - концепция решения обратных и некорректных задач. Появление в оборонной промышленности и последующее распространение в гражданской сфере ЭВМ расширило области применения этих методов, в частности на электротехнику и электроэнергетику. Компьютеры стали применяться и в качестве имитаторов функционирования реальных объектов. Интересно, что ламповый компьютер первого поколения Whirlwind («Вихрь») был разработан в Массачусетском технологическом институте как имитатор самолета для ВМС США. Термин информационные технологии (ИТ) был

введён в 1958 г. В этом же году в Министерстве обороны США в ответ на запуск Советским Союзом Первого искусственного спутника Земли было создано Управление Перспективных исследовательских проектов DARPA, отвечающее за разработку новых технологий для вооруженных сил. DARPA, в частности, приступило к разработке цифровой сети связи, которая была создана в 1960-х гг., а после появления в 1980-х гг. персонального компьютера стала прототипом сети Интернет, произведшей революцию в сфере ИТ. В середине XX в. стали формироваться и когнитивные науки – кибернетика, теория искусственного интеллекта и т.д., результаты деятельности которых вкупе с достижением в области передачи, обработки, хранения информации позволили процессу цифровизации открыть глубокие перспективы развития. Сейчас цифровизация – это несомненно одно из главных направлений развития науки и техники.

В основе процесса электрификации - повышенное ожидание гражданского общества от возможностей практического использования электромагнетизма, а в его успешности – хорошая взаимная дополняемость частной инициативы и государственной ответственности. В основе процесса цифровизации – повышенные ожидания военного сообщества, а в его успешности – удачное подключение частной инициативы к оборонным государственным разработкам и, разумеется, проведение последних самыми высококвалифицированными специалистами.

Список литературы

1. Бутырин П.А. Плану ГОЭЛРО – 100 лет // Электричество. 2020. №12. С.4-8.
2. Бутырин П.А., Алпатов М.Е. Цифровизация и аналитика в электротехнике. Цифровые двойники трансформаторов // Электричество. 2021. №11. С. 4-6.

MODEL GENESIS OF ELECTRIFICATION AND DIGITALIZATION

**(to the 140th anniversary of the 1st World Electrical Congress
and the Paris Electrical Exhibition)**

P.A. Butyrin, F.N. Shakirzianov

National Research University «MPEI», Russia, Moscow

E-mail: butyrinpa@mpei.ru

The genesis of electrification and digitalization processes, and the role of the First World Electrotechnical Congress and the International Paris Electrical Exhibition in the development of electrical engineering are considered. The role of the state and private business in the success of electrification in different countries is noted, as well as the role of private initiative and the state in the digitalization process.

Keywords: electrification, digitalization, Paris Electric Exhibition, GOELRO plan.

СЕКЦИЯ 1
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

*Сопредседатели: д.ф.-м.н., проф. О.Д. Далькаров (ФИАН),
д.ф.-м.н., проф. М.А. Степович (КГУ им. К.Э. Циолковского)*

УНИФИЦИРОВАННЫЙ ЗАКОН ГУКА-НЬЮТОНА-КУЛОНА ДЛЯ СИЛОВЫХ ПОЛЕЙ И МАТЕРИАЛОВ

М.Я. Иванов

Центральный Институт Авиационного Моторостроения, Москва, Россия

E-mail: ivanov@ciam.ru

Представлен унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона для описания силовых полей и материалов. Закон позволяет единообразным способом моделировать эффекты близкого и дальнего взаимодействия тел с различными агрегатными состояниями вещества. В частности, на основе представленного закона унифицированным путем описываются стационарные гравитационные, электростатические, сильные и слабые силовые поля. Математическая форма закона дается квазилинейным уравнением Пуассона с соответствующими граничными условиями. Приведены характерные примеры расчета силовых полей и кристаллических решеток материалов.

Ключевые слова: электромагнитное поле, гравитационное поле, единый закон взаимодействия, физика кристаллической решетки.

Основная проблема современной физики состоит в несовместимости теоретического описания природных явлений на больших (галактических) расстояниях и на предельно малых расстояниях - масштабах ядер, атомов и молекул, на которых явления моделируются в рамках квантовой физики (КФ). Получившая широкую известность общая теория относительности (ОТО) описания гравитационных взаимодействий находится в противоречии с КФ описанием элементарных частиц.

В то же время за прошедшие два десятилетия экспериментальной физикой и астрофизикой получены уникальные экспериментальные результаты вне рамок ОТО и КФ. Так, надежная регистрация сверхсветового движения материи в космических струях [1, 2] со скоростями в 2-6 раз, превышающими скорость света, данные по сверхсветовому расширению нашей Вселенной и сверхсветовому разбеганию галактик [3] продемонстрировали существенные ограничения области применения ОТО и специальной теории относительности (СТО). Силовое поле близкодействия подробно было изучено в экспериментах по анализу внутренней структуры протона [4-6] и в экспериментах на ускорителях (в частности, на Большом Адронном Коллайдере – БАКе) [7-10]. Накопленные в указанных экспериментах данные показали существенные ограничения КФ для описания явлений микромира.

В плане выхода из сложившейся парадоксальной ситуации настоящая работа рассматривает унифицированную математическую формулировку основных законов классической физики на любых масштабах, а именно знаменитых законов Гука, Ньютона и Кулона. Эта формулировка представлена единым квазилинейным дифференциальным уравнением Пуассона для потенциала силового поля ϕ вида

$$D^2 \Delta \varphi = 2sh\varphi. \quad (1)$$

Здесь величина D представляет собой радиус экранирования Дебая, который, как будет показано далее, справедлив для силового поля. Из уравнения (1) за пределами экранирования на расстояниях, превышающих D , следует с любой заданной точностью закон обратных квадратов для дальнедействующих и близкодействующих силовых полей.

Для нашего исследования весьма важным является тот факт, что при получении уравнения (1) мы будем использовать уравнение состояния материи в форме

$$p = nkT, \quad (2)$$

где p , n и T – соответственно давление, концентрация и температура среды, величина k – известная постоянная Больцмана.

Основным принципом представленной ниже работы служит предельно малое отличие в распределении потенциалов около «точечных» электрических зарядов в центре протона и электрона. Подобное предельно малое отличие в распределении электрических потенциалов около центров разного диаметра (и массы) у протона и электрона приводит к наличию малого суммарного положительного заряда у тела из барионной материи, который по определению прямо пропорционален его барионной массе. Присутствие этого заряда генерирует силовое взаимодействие в окружающем рассматриваемое тело внешнем пространстве (и, прежде всего, в «физическом вакууме» этого пространства). При этом гравитационный процесс описывается взаимным действием электростатических сил, определяемых градиентом своего потенциала, и градиентом давления среды. Силовое поле в окружающем тело пространстве для стационарного случая задается уравнением (1) и соответствующими условиями на внешней границе изучаемой области.

1. Закон сохранения силовых линий и вывод унифицированного уравнения потенциала силового поля

Силовые линии впервые были введены в физику электромагнитных явлений Майклом Фарадеем [11], теория которого утверждает, что реальность электромагнитных явлений выражается в форме указанных силовых линий. Закон сохранения силовых линий выпишем сначала для стационарного случая произвольного векторного поля \vec{F} в форме

$$\operatorname{div} \vec{F} = q, \quad (3)$$

Для потенциального силового поля \vec{F} , когда

$$\vec{F} = \operatorname{grad} \varphi, \quad (4)$$

получаем уравнение Пуассона

$$\Delta \varphi = q. \quad (5)$$

В сферически симметричном случае при отсутствии внутренних источников ($q=0$) в рассматриваемой области интегрирование уравнения (5) приводит к известному закону обратных квадратов и может быть выражено с помощью известных функций влияния – функций Грина.

Принципиально важным здесь является постановка граничных условий на внешней границе изучаемой области (в приведенном примере при $r=\infty$). Так условие постоянства значения потенциала $\varphi=0$ на внешней границе будет заметно нивелировать действие источников любого знака внутри области. Это обстоятельство на достаточных расстояниях может приводить для источников одного знака вместо их взаимного отталкивания (подобно электростатике) к их взаимному притяжению (т.е. эффект отталкивания одноименных источников меняется на эффект их притяжения, закон Кулона переходит в закон Ньютона).

Для потенциального электрического поля при наличии зарядов имеем

$$\Delta\varphi = -4\pi e(n_+ - n_-). \quad (6)$$

Здесь e – элементарный электрический заряд, n_+ и n_- – локальные значения концентраций положительных и отрицательных зарядов в среде. В этом случае нами фактически рассматривается известная двух жидкостная модель плазмы положительно и отрицательно заряженных частиц [12-15].

Рассмотрим дополнительно к электрическому полю наличие в среде поля давления. Для стационарного случая достаточно разреженной среды (типа идеальной плазмы [14,15]) запишем условие равенства градиентов электрического потенциала φ и собственного давления p_{\pm} положительно и отрицательно заряженных частиц. Считая их одинаковой массы m и заряда e

$$\frac{\nabla p_{\pm}}{n_{\pm}m} = \mp \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{m} \nabla\varphi. \quad (7)$$

Уравнения состояния для среды положительно и отрицательно заряженных частиц запишем в виде (2)

$$p_{\pm} = n_{\pm}kT, \quad (8)$$

Подстановка формул (7) и (8) в (6) приводит к основному для нашего исследования уравнению (1). При этом радиус Дебая $D = \sqrt{\epsilon_0 \cdot kT / n_0 e^2}$

считается по значению концентрации n_0 на внешней границе области при значении $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$ Кл²/(Н·м²). Подчеркнем аналогию с эффектами экранирования зарядов в идеальной плазме (см., например, [15]) и известными аналитическими решениями для одномерных случаев в форме

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \exp(-x/D); \quad \varphi = q/r \cdot \exp(-r/D). \quad (9)$$

Эти решения показаны на рис.1, **а** и **б** соответственно.

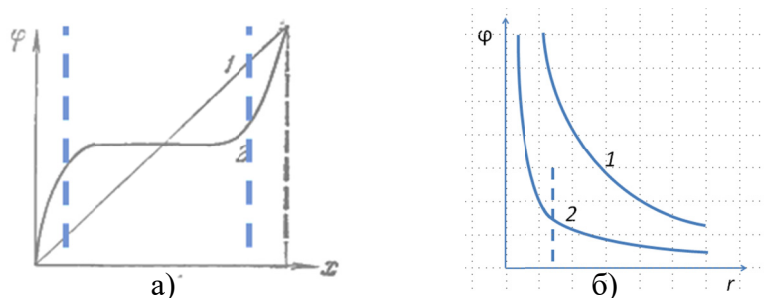


Рисунок 1 – Эффекты экранирования для плоского конденсатора (**а**) и точечного заряда (**б**): 1 – линии без экранирования, 2 – линии при наличии экранирования

Следующие результаты демонстрируют решение двух характерных гравитационных задач для двумерного (2D) и одномерного (1D) сферического случаев. На рис. 2 представлена задача для двух тел, одинаковых по массе (и, соответственно, по заряду). Проиллюстрирована формулировка задачи (слева) и результаты расчета потенциальной поверхности (справа). Численное решение получено с использованием методов факторизации [16].

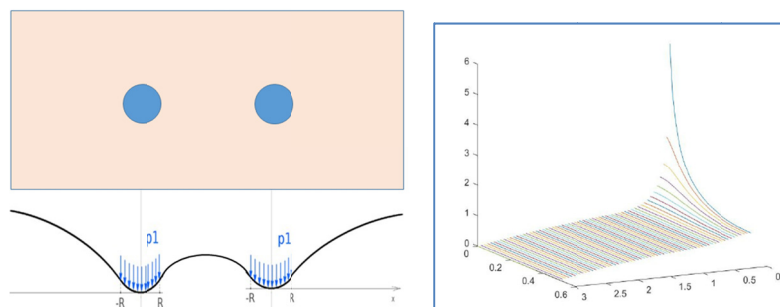


Рисунок 2 – Распределение потенциала для двумерной задачи гравитационного взаимодействия цилиндров (постановка задачи слева, поле потенциала справа)

Решение второй характерной гравитационной задачи показано на рис. 3. Приведены результаты расчета сферически симметричного поля силового гравитационного потенциала Земли.

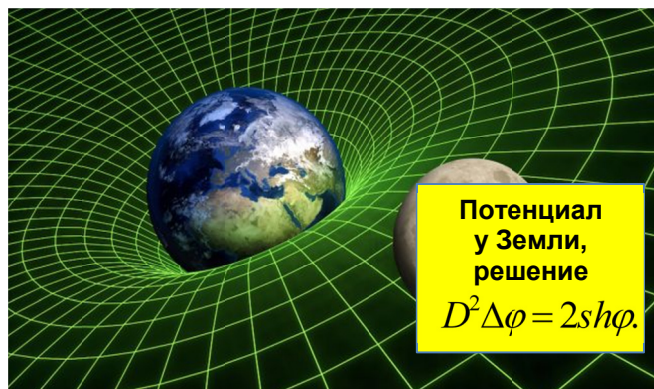
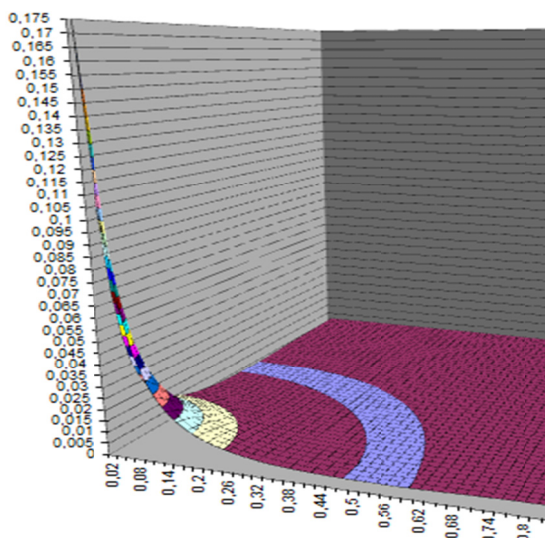


Рисунок 3 – Расчет сферически симметричного поля гравитационного потенциала Земли

2. Оценка электрического заряда тела из барионной материи

Величину электрического заряда пробного тела q из барионной материи массой m выполним на основе известных констант G и k законов Ньютона и Кулона, рассматривая силу, действующую на это пробное тело в центрально симметричном силовом поле барионного тела с массой M и зарядом Q ,

$$\vec{F} = G \frac{m \cdot M}{R^3} \vec{R} \text{ и } \vec{F} = k \frac{q \cdot Q}{R^3} \vec{R}. \quad (14)$$

Приравнявая значения этих сил на одинаковом расстоянии R , получаем

$$G/k = m \cdot M / (q \cdot Q)$$

Полагая равенство отношений m/q и M/Q , приходим при значениях $G=6,674 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{c}^2$; $k=8,988 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2/\text{C}^2$ к принципиальному значению коэффициента χ пересчета единицы массы - килограмма в единицу величины заряда – кулон

$$\chi = \pm \sqrt{G/k} = \pm 0,8617 \cdot 10^{-10}. \quad (15)$$

В качестве наглядного примера рассчитаем, используя (15), величину положительного заряда Земли с массой $M_e = 5.97 \times 10^{24} \text{ kg}$. Заряд Земли в кулонах получаем равным заряду $Q_e = \sqrt{G/k} \cdot M_e = 5,146 \cdot 10^{14} \text{ C}$. Следствием выполненной оценки при вращении Земли имеем оценку величины напряженности её магнитного поля $B_e \sim 0,5 \text{ Э}$, что находится в хорошем соответствии с экспериментально измеряемым значением. Приведенный расчет был ранее также сделан в работе А.И. Рыкова [20].

3. Экспериментальные предпосылки наличия единого силового поля

В основу нашей работы положены два революционных экспериментальных открытия второй половины XX века, совершенные после разработки СТО, ОТО и КФ. Первое открытие — это регистрация конечной температуры микроволнового фонового излучения (МФИ) во внешнем свободном пространстве космоса со значением $T_0 = 2.735 \text{ K}$, второе открытие – это надежное обнаружение «скрытой массы» Вселенной (именуемой сегодня также темной материей (ТМ), а ранее, в XX веке - физическим вакуумом (ФВ)).

Впервые указанная величина температуры МФИ была экспериментально измерена в 1933 году немецким учёным Е. Регинером [21, 22]. В 1956 году аспирант Пулковской Обсерватории Т.А. Шмаонов также зарегистрировал конечную температуру внешнего космического пространства $T_0 = 4 \pm 3 \text{ K}$ [23]. В 1965 году два американских радиоастронома А. Пензиас и Р. Вильсон вновь открыли конечную температуру $T_0 \sim 3 \text{ K}$ внешнего пространства [24-26].

Следуя Я.Б. Зельдовичу [26], мы рассматриваем МФИ в качестве «нового эфира». Это название возникло в результате обнаружения в 70-х годах у МФИ крупномасштабной дипольной анизотропии [27-29]. С помощью тщательных полетных экспериментов на специально оборудованном самолете U-2 зарегистрирована крупномасштабная сферическая дипольная неравномерность в распределении температуры МФИ с величиной амплитуды $\Delta T_a = 3,5 \pm 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}$. Данное обстоятельство позволяет ввести в окрестности нашей галактики Млечный Путь космологическую выделенную систему отсчета, в которой фоновое излучение является изотропным (с точностью до мелкомасштабных флуктуаций) [30].

Вторым важным для нашего исследования экспериментальным физическим результатом является вышеуказанное открытие скрытой массы (СМ) Вселенной в объеме 96% от суммарного количества вещества [31-35]. Ниже СМ полагается подобно эфиру и физическому вакууму носителем электромагнитного излучения. Естественно характеристики СМ неразрывно связаны с величиной температуры $T_0 = 2.735 \text{ K}$.

Основываясь на указанных выше двух открытиях, приведем аккуратную оценку массы m носителя теплового излучения для телесного физического вакуума («нового эфира», старого эфира, СМ) при зарегистрированном значении его температуры $T_0=2.735 \text{ К}$. Запишем известное равенство $E=mc^2=h\nu=kT$. Эти соотношения связывают энергию E с массой m , частотой ν и температурой T с использованием значений скорости света в вакууме c , постоянными Планка h и Больцмана k . Это равенство есть выражение закона равномерного распределения электромагнитной энергии по степеням свободы. Равенство $h\nu = kT$ составляет также основу блестящего научного трактата Луи де Бройля по термодинамике частиц [36] и его можно трактовать как «уравнение состояния» для одного фотона.

Основополагающим экспериментальным фактом, как было отмечено, является регистрация конечного значения температуры МФИ $T_0=2.735 \text{ К}$. Аккуратно зарегистрированное значение $T_0=2.735 \text{ К}$ позволяет легко определить конечную массу m частицы субстанции открытого космоса. Следуя [37-40] определим уточненное значение массы m с учетом величины показателя адиабаты для фотонного газа $\kappa = 4/3$. Имеем

$$m = \kappa \frac{kT}{c^2} = 5,6 \cdot 10^{-40} \text{ кг} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ эВ.} \quad (16)$$

Получаем также однозначно определяемую газовую постоянную $R = k/m = 0,25 \cdot 10^{17} \text{ Дж/Ккг}$ и удельные теплоемкости при постоянном объеме c_v и постоянном давлении $c_p : c_v = 0,75 \cdot 10^{17} \text{ Дж/Ккг}$, $c_p = 1,0 \cdot 10^{17} \text{ Дж/Ккг}$.

Записываем в приближении совершенного газа традиционное уравнение состояния газообразной среды $p = \rho RT$ или $p = (\kappa - 1)\rho e$, где $e = c_v T$ – удельная внутренняя энергия.

Следующим принципиальным моментом нашего анализа будет определение характерного электрического заряда рассматриваемых в форме классического диполя частиц теплового излучения (ФВ, ТМ). При наличии такого заряда появляется возможность перейти от виртуальной поляризации физического вакуума к реальной поляризации пространства. Элементарный заряд диполя определяется из известных данных по массе и заряду электрона [37-40] и составляет $q = 0,5 \cdot 10^{-28} \text{ Кл}$. Исходя из оценок массы, заряда и размеров протона и электрона, получаем также линейный размер диполя $l \approx 7 \cdot 10^{-20} \text{ м}$ и значение дипольного электрического момента частицы $p = ql \approx 3,5 \cdot 10^{-48} \text{ Кл}\cdot\text{м}$. При этом, несмотря на рассчитанные миниатюрные его размеры, считаем, что известные свойства электрических диполей сохраняются. Тем самым, нами будут выполнены вышеуказанные свойства поляризации вакуума и др.

Величина элементарного заряда и диэлектрическая проницаемость вакуума $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}^2/(\text{Н}\cdot\text{м}^2)$ определяют характерный линейный размер – дебаевский радиус экранирования $D = \sqrt{\varepsilon_0 kT/nq^2}$ и характерную частоту $\omega = \sqrt{ntq^2/\varepsilon_0 m}$. В изобарических условиях дебаевский радиус линейно увеличивается с ростом характерной температуры $D \sim T$ (в частности, данное

обстоятельство является наглядным объяснением линейного расширения металлов с ростом температуры). В качестве простейшей наглядной демонстрации величины дебаевского радиуса D укажем, что в свободном космосе при $T_0=2.735\text{ K}$, $n=3,6\cdot 10^{14}\text{ 1/м}^3$, $q=0,5\cdot 10^{-28}\text{ Кл}$ значение дебаевского радиуса $D=3\cdot 10^4\text{ м}$.

4. Слабое и сильное взаимодействия

Следуя нашей методологии, мы кратко опишем физику электрослабого взаимодействия. Прежде всего, мы хотели бы получить оценку сферы Дебая для электрона. Сфера Дебая - это объем влияния, за пределами которого заряды достаточно хорошо экранированы. В ходе моделирования формируется сфера Дебая с присутствием поля давления газообразной среды ФВ. Радиус Дебая для электрона в среде ФВ может быть рассчитан с использованием его массы $m_e=9,1\cdot 10^{-31}\text{ кг}$, заряда $q_e=1,6\cdot 10^{-19}\text{ Кл}$ и комптоновской длины волны $\lambda_e=2,43\cdot 10^{-12}\text{ м}$. Эффективный объем электрона, содержащий большую часть его массы, можно оценить как $V_e = 4/3\cdot \pi\cdot \lambda_e^3 = 0,601\cdot 10^{-34}\text{ м}^3$. Наше основное предположение - это распределение всей массы электрона между центром (точки с наименьшим радиусом точки вблизи 10^{-17} - 10^{-18} м , где сосредоточен весь заряд электрона) и остальным объемом V_e . Тогда усредненная концентрация ФВ n_e в этом объеме близка к $n_e \approx (m_e/2)/V_e/m = 1,35\cdot 10^{43}\text{ 1/м}^3$, а поляризация пространства существенна в объеме с радиусом Дебая $D=\text{sqrt}(\epsilon_0 kT/q\cdot n_0)=10^{-11}\text{ м}$.

Приведем типичные решения уравнения (1) для поляризованного электронного пространства (рис. 4, слева). Поляризованное электронное пространство содержит среду ФВ, аналогичному состоянию бозе-конденсата. Принципиальной важной особенностью представленного распределения является потенциальная яма и барьер на внешней границе поляризованного пространства с разрывом распределения $\varphi(r)$. При этом на внешней границе концентрируется индуцированный отрицательный электрический заряд, индуцируемый заряженным электронным ядром во время поляризации его "шубы". Представленные результаты справедливы из-за симметрии заряда также для описания структуры поляризованного позитронного пространства (при изменении знака потенциала на противоположный).

Моделирование структуры двухслойного поляризованного протонного пространства выполняется путем интегрирования уравнения (1) для электрического потенциала с использованием различных уравнений состояния [40] (для "жидкого" - Ферми и "газообразного" - Бозе - состояний). Примеры аналогичных решений по своей природе повторяют решения, показанные на рисунке 4. И снова принципиально важным здесь является наличие дополнительного внутреннего потенциального барьера при $r \approx 0,8 \cdot 10^{-15}\text{ м}$. Оценка концентрации частиц ФВ (СМ) внутри протона дает величину $n_p=10^{57}\text{ 1/м}^3$ и размер Дебая $D=\text{sqrt}(\epsilon_0 kT/q\cdot n_0)=10^{-17}\text{ м}$ [40]. Нейтрон представляется положительным ядром протона с дебаевским экранированием из диполей ФВ и стационарным электроном, находящимся

на границе дополнительных внутренних потенциальных ям и барьера. Численное решение уравнения (1) для нейтрона приведено на рис.4 (справа). Наиболее важным для нашего моделирования является несимметричное распределение потенциала вблизи точки с координатами (0,0) на рис. 4 (справа). Распад нейтрона естественным образом дает протон, электрон и антинейтрино, которое представляет собой изолированный солитон в газовой среде.

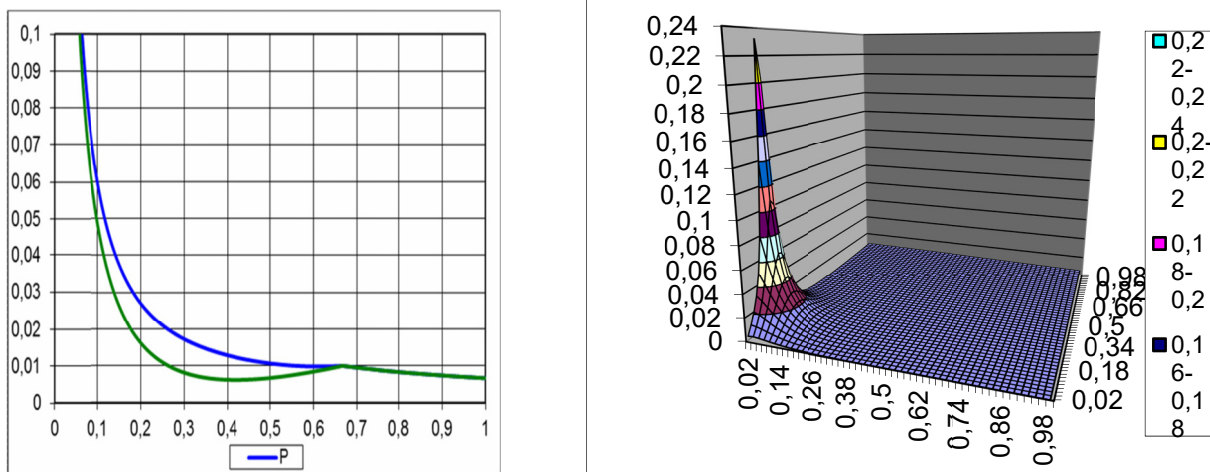


Рисунок 4 – Решение уравнения (1) для поляризованного пространства электрона (слева) и для нейтрона (справа, показана половина распределения потенциала около протонной части нейтрона)

Давление внутри протона было измерено в [6] и составляет 10^{35} Па. Наше уравнение состояния (2) в виде $p \approx nkT$ для концентрации частиц DM внутри протона $n_p = 10^{57} 1/m^3$ дает то же значение 10^{35} Па. Это очень хорошее подтверждение нашего моделирования единого электродинамического силового поля в конденсированном и неконденсированном веществе. Измерения [5] дают убедительные доказательства весьма сложных распределений параметров во внутренней части протона (море частиц). Мы имеем для протона двухслойное поляризованное пространство (Ферми - и Бозе - конденсата).

В заключение вопроса по унифицированному моделированию силовых полей приведем сводную таблицу 1 четырех главных полей и их основных параметров.

Таблица 1 – Характеристика силовых полей

| Силовое поле | ρ [kg/m ³] | p [Pa] | n_0 [1/m ³] | $D = \sqrt{\epsilon_0 kT / q \cdot n_0}$ |
|--|-----------------------------|-----------|---------------------------|--|
| Электромагнитное поле ($T_0 = 2.735$ К) | 10^{-26} | 10^{-9} | $1.8 \cdot 10^{13}$ | 2720 km |
| Слабое поле (Бозе конденсат) | 10^2 | 10^{20} | $1.35 \cdot 10^{43}$ | 10^{-11} m |
| Сильное поле (Ферми конденсат) | 10^8 | 10^{35} | 10^{57} | 10^{-17} m |
| Гравитационное поле (около Земли) | 10^{-23} | 10^{-6} | $1.8 \cdot 10^{16}$ | 86 km |

Перейдем к вопросу единообразного моделирования свойств материалов на основе уравнения (1).

5. Физика кристаллической решетки

Рассмотрим так называемые конденсированные среды (КС) [41,42]. К КС в настоящее время относят твердые тела, жидкости, а также экспериментально открытые в течение трех последних десятилетий Бозе- и Ферми- конденсированные состояния вещества. Прежде всего, следует отметить тот факт, что основной характерный параметр – радиус Дебая D – уравнения (1) содержит помимо двух констант ε_0 и k три параметра – характерный заряд частицы среды e , температуру T и концентрацию n . Ниже мы продемонстрируем возможность реализации различных агрегатных состояний рассматриваемой конденсированной среды в зависимости, в основном, от двух параметров состояния: температуры T и концентрации n . Начнем с анализа физики кристаллической решетки [41], когда межатомное или межмолекулярное взаимодействие между атомами осуществляется на расстояниях $\sim 1\text{Å}$ (0.1 нм). Рассмотрим, прежде всего, вопрос, чем объясняется прочность кристаллической решетки.

Традиционно, любой кристалл рассматривается как упорядоченная система точечных частиц, между которыми действуют только электростатические силы [41]. Данное основное ограничение приводит к невозможности моделирования имеющих место сил отталкивания и, в частности, к наглядному объяснению закона Гука. В нашей работе физика кристаллов описывается унифицированным законом (1), который включает действие градиентов давления и естественное наличие сил отталкивания элементов кристалла. В статье [37] приведено математическое доказательство закона Гука.

Список литературы

1. Event Horizon Telescope observations of the jet launching and collimation in Centaurus A. Nature Astronomy Letter. DOI:<https://doi.org/10.1038/S41550-021-01417-W>.
2. Davis T.M., Lineweaver C.H. Expanding Confusion: common misconceptions of cosmological horizons and the superluminal expansion of the Universe. arXiv:astro-ph/0310808. DOI: 10.1071/AS03040.
3. J. Dove, B. Kerns et al. (2021). The asymmetry of antimatter in the proton. Nature 590, pp. 561–565; <https://www.quantamagazine.org/tag/quantum-physics>.
4. The SeaQuest Spectrometer at Fermilab.(2017); arXiv:1706.09990.
5. Burkert, V.D., Elouadrhiri, L. & Girod, F.X. (2018).The pressure distribution inside the proton. Nature 557, pp. 396–399.
6. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. B. Abi et al. (Muon $g-2$ Collaboration). Phys. Rev. Lett. 126, 141801 – Published 7 April 2021.
7. European Physical Society conference on high energy physics 2021.
8. В зоопарке частиц появился новый подвид. Официальный сайт Института ядерной физики имени Г. И. Будкера СО РАН. 29.07.2021.(см., также <https://www.nikhef.nl/~pkoppenb/particles.html>).
9. J. Adam et al. (STAR Collaboration) Measurement of e^+e^- Momentum and Angular Distributions from Linearly Polarized Photon Collisions. Phys. Rev. Lett. 127, 052302 – Published 27 July 2021.

10. Фарадей М. Экспериментальные исследования по электричеству, в трёх томах. — М.: Изд. АН СССР, 1947, 1951, 1959.
11. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М.: Наука, 1976.
12. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М: Наука, 1970.
13. Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.
14. Смирнов Б.В. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1983.
15. Byval'tsev P.M., Ivanov M.Ya. (1989). A method of computing transonic potential flows in turbine cascades. *Jour. Comp. Math. & Math. Phys.*, Vol. 29. No. 2, pp. 82–89.
16. Максвелл М.: Изд. АН СССР, 1947, 1951, 1959.
17. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
18. Иванов М.Я., Терентьева Л.В. Элементы газодинамики диспергирующей среды. М.: Ииформконверсия, 2002. .
19. Рыков А.В. «Тёмная» энергия и «тёмная» материя Вселенной М.: 2006.
20. Regener E. *Der Zeitschrift fur Physik*. 1933.Vol. 1 (80), P. 666-669.
21. Regener E. The energy flux of cosmic rays. *Apeiron*. 1995, Vol. 2, P. 85-86. .
22. Шмаонов Т. А. Методика абсолютных измерений эффективной температуры радиоизлучения с низкой эквивалентной температурой // Приборы и техника эксперимента. 1957, №1, С.83-86.
23. Penzias A.A., Wilson R.W. A Measurement of Excess Antenna temperature at 4080 m/s // *Astrophys. Journal* 1965; 142 419-421.
24. Вайнберг С. Первые три минуты. Современный взгляд на происхождение Вселенной. М.: Энергоиздат, 1981. 199 с.
25. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В. Космология ранней Вселенной. М.: МГУ, 1988.
26. Smoot G.F., Gorenstein M.V., Muller R.A. Detection of anisotropy of the cosmic blackbody radiation. *Phys. Rev. Let.*, 1977, Vol. 39, No. 14, pp.898-901.
27. Smooth G.F. Anisotropy of Background Radiation. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 2007; 177(12), pp. 1294-1318.
28. Bernardis P. et al. A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. *Nature*, 404, 27 April, 2000.
29. Netterfield C.B. et al. A measurement by BOOMERANG of multiple peaks in the angular power spectrum of the cosmic microwave background. April, 2001. (astro-ph/0104460).
30. Rubin V. Dark Matter in the Universe // *Scientific American*: 1998, pp.106-110.
31. Moskowitz G. Dark Matter hides, physicists seek. *Stanford Report* 2006.
32. Mavromatos N. Recent results from indirect and direct dark matter searches –Theoretical scenarios. In: 13th ICATPP Conference. 3-7 Oct. 2011, Villa Olmo, Como, Italy.
33. Sources and detection of dark matter and dark energy in the Universe. Ed. D.B. Cline. IV Int. Symp., held at Marina del Rey, CA, USA, Feb. 23-25, 2000. Springer, 2001.
34. Barone M. The vacuum as ether in the last century. *Foundations of Physics*, Vol. 34, No. 12, December 2004. DOI: 10.1007/s10701-004-1630-5.
35. Луи де Бройль. Термодинамика изолированной частицы (Скрытая термодинамика частиц). – М: Изд-во «ПРИНТ-АТЕЛЬЕ», 2014.-464с.
36. Иванов М.Я. Термодинамически согласованные законы сохранения в модели излучающего теплопроводного газа. *ЖВММФ*, 2011, т. 51, №1, сс. 142-151.
37. Ivanov M.Ja. Space Energy. *INTECH, Energy Conservation*, 2012, P. 4-56.
38. Ivanov M.Ja., Zestkov G.B. Dimensional analysis, thermodynamics and conservation laws in a problem of radiation processes simulation. *J. of Math. Research*, 2012, Vol.4, No. 2. P.10-19.
39. Ivanov M.Ja., Mamaev V.K. Hidden mass boson. *Journal of Modern Physics*, 2012, Vol. 3, No. 8, pp.686-693.
40. Иоффе А.Ф. Физика кристаллов. М.-Л.: Гос. Изд., 1929. 192 с.
41. Парашук Д.Ю. Физика конденсированных сред. М.: МГУ. 2020.
42. Ю.Н. КОЛМАКОВ, Д.М. ЛЕВИН, В.А. СЕМИН. Основы физики конденсированных сред и физики микромира. Тула: Изд-во ТулГУ. 2014.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНА С АТОМОМ

С.П. Сурнин

ООО «ЗЭТ-11», Россия, Москва

E-mail: surninsp@mail.ru

Стандартно взаимодействие *атома и фотона* сводится к следующему: атом поглощает фотон, при этом электрон переходит на более высокий энергетический уровень, затем электрон спонтанно излучает фотон и переходит на более низкий энергетический уровень. При этом не объясняется, как атом поглощает фотон, и как электрон переходит на другой уровень. Кстати, а где этот более высокий энергетический уровень? А «спонтанно» - это завуалированное признание отсутствия понимания причин и существа процесса. К рассмотрению представлена модель взаимодействия фотона с атомом, основанная на ранее представленных моделях заряда как всенаправленного источника и стока, и всенаправленного вихря, первичного поля и фотона как летящей спирали, заполненной излучением.

Ключевые слова: фотон, атом, всенаправленный вихрь, летящая спираль.

Определимся в философии

«В начале было Слово...».

Эта часть известного высказывания содержит как минимум два ограничения на направление дальнейшего рассмотрения. Во-первых, как только мы принимаем «в начале», то сразу отсекаем из рассмотрения всё, что было до «начала». Во-вторых, соглашаясь со смыслом приведённого отрывка, мы сразу становимся на позицию философского направления известного как идеализм.

Но и тезис о первичности материи тоже однобок. В самом деле, предположим, что мы стоим на чисто материалистической позиции и рассматриваем взаимодействие двух материальных тел, осуществляемое посредством обмена некоторыми материальными частицами.

На первый взгляд всё материально... Но законы, определяющие взаимодействие, не материальны, а они существуют объективно. Таким образом, в качестве философско-физической основы дальнейшего рассмотрения примем следующие тезисы.

1. Всегда существовало всё, что должно было быть в данном месте в данное время, и не было ничего, что быть не могло.

2. Объективно существует взаимодействующая материя и законы, по которым она взаимодействует, а также структур взаимодействующих объектов.

3. Всё имеет причину.

Для основного рассмотрения нам понадобятся некоторые вспомогательные модели.

Модель 1Б (первая базовая). Взаимодействие однонаправленного вихря с прямолинейным потоком

Данная модель является необходимым, для последующего рассмотрения, обобщением широко известного [1] в гидро и аэромеханике процесса возникновения подъёмной силы Магнуса-Жуковского при взаимодействии однонаправленного вихря с прямолинейным потоком.

На рис. 1, рис. 2 вертикальные стрелки указывают направление возникающей силы. При этом сила F , действующая на вихрь, перпендикулярна вектору угловой скорости вращения вихря и вектору скорости потока, в его ламинарной части, и пропорциональна произведению циркуляции вихря γ на модуль вектора скорости потока v , в его ламинарной части, и на плотность потока ρ

$$F \sim \gamma \cdot v \cdot \rho. \quad (1)$$

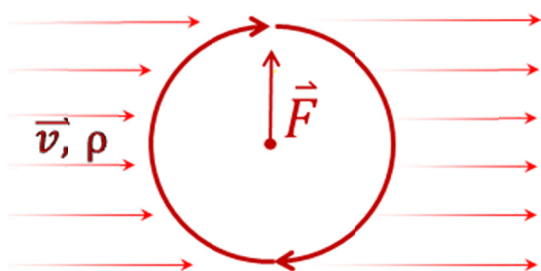


Рисунок 1

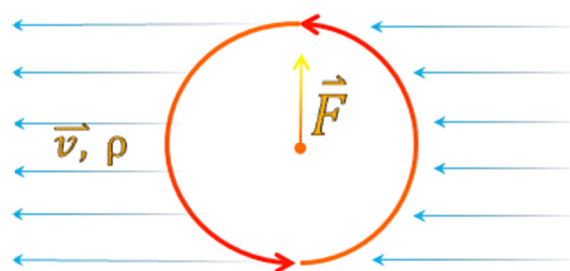


Рисунок 2

Модель 2Б (вторая базовая). Всенаправленный вихрь

Под сферическим вихрем будем понимать тело, ограниченное сферой, в котором присутствует некоторое вращение.

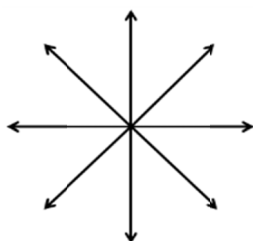


Рисунок 3

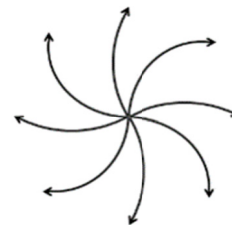


Рисунок 4

На рис. 3 стрелками представлены траектории однослойного движения сферических однонаправленных вихрей, вращающихся вокруг осей, параллельных касательным к траекториям центров однонаправленных вихрей в текущий момент, с точки зрения наблюдения из центра рисунка, по часовой стрелке, в отсутствии внешнего потока. На рис. 4 то же, что и на рис.3, при наличии внешнего потока, перпендикулярного плоскости листа со стороны внешнего взгляда на рисунок, что, согласно модели 1Б, обеспечивает появление *вихря* в плоскости листа.

Отметим, что кривизна траекторий однонаправленных вихрей зависит от их скорости и циркуляции и от скорости и плотности внешнего потока.

При взаимодействии двухслойного источника, рис.5, однонаправленных вихрей с двумя встречными идеальными внешними потоками,

перпендикулярными плоскости, разделяющей слои источника, получаем, два вихря, рис.6, с взаимно противоположным направлением вращения.

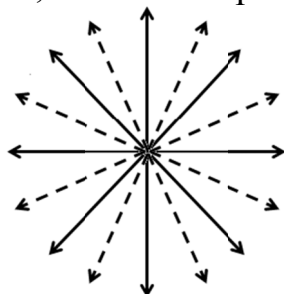


Рисунок 5

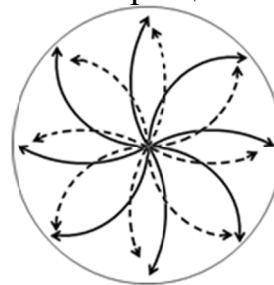


Рисунок 6

Здесь отметим конечный размер полученных вихрей, при бесконечности источника и внешних потоков, при существовании границы экранирования внешних потоков слоями источника.

При взаимодействии сферического источника однонаправленных вихрей с всенаправленными встречными идеальными внешними потоками (с материально кинетическим полем) получаем всенаправленное вращение.

Но как при этом исключить хаос?

Достаточно предположить, что скорость радиального движения однонаправленных вихрей много больше скорости их поперечного перемещения. То есть траектория каждого отдельного истекающего вихря искривляется незначительно, не мешая другим, а в совокупности они образуют сферический *всенаправленный вихрь* – тело, ограниченное сферой, в котором каждые две смежные полусферы можно считать вращающимися в противоположном направлении, но одинаковом с точки зрения внешнего наблюдателя, направленной в центр вихря.

Существование заряда как действительного материального не иссякающего источника может быть обеспечено проникающим характером взаимодействий.

Таким образом естественный переход (возвращение) из области неструктурированных силовых моделей поля и заряда в область структурированных материальных моделей позволил показать *существование заряда как действительного и мнимого материальных источников.*

Модель 1. Определение устойчивого сферического всенаправленного вихря или просто вихря

Сферический всенаправленный вихрь – это тело, ограниченное сферой, две любые половинки которого, ограниченные смежными полусферами и плоскостью, разделяющей смежные полусферы, можно представлять вращающимися¹ в противоположных направлениях вокруг оси, проходящей через центр сферы и перпендикулярной плоскости, разделяющей смежные полусферы, рис. 7.

¹ Здесь и далее в рамках представлений модели 2Б.

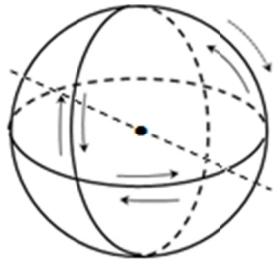


Рисунок 7

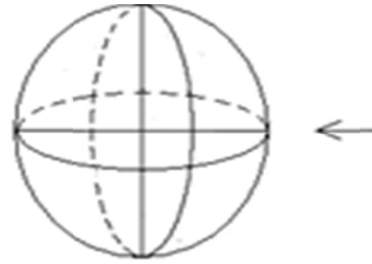


Рисунок 8

Вихрь называется устойчивым в первичном поле, если он, будучи неподвижным, сохраняет сферичность при взаимодействии с первичным полем.

Вихри различаются по уровням структурирования.

Вихри $n-1$ уровня структурирования предполагаются достаточно малыми по сравнению с размерами вихрей n уровня структурирования² (\ll , на десятки порядков)

$$R_{n-1} \ll R_n, \quad (2)$$

здесь R_{n-1} и R_n соответственно радиус вихря $n-1$ уровня и вихря n уровня.

Вихрь n уровня является упругим телом. При движении он сжимается, рис.8, по направлению движения в k_n раз

$$k_n = \sqrt{1 - \left(\frac{v_n}{v_{n-1}} \right)^2} \quad (3)$$

здесь и далее v_n и v_{n-1} модули скорости движения вихрей n и $n-1$ уровня соответственно. Множитель k_n соответствует закону Гука.

Вихри различаются по знаку.

С точки зрения внешнего наблюдателя, направленной в центр вихря, вращение по часовой стрелке – плюс, рис.9; против часовой стрелки – минус, рис.10. Далее плюсу соответствует красный цвет, минусу синий цвет.

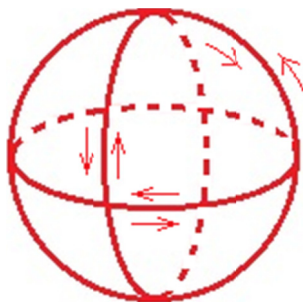


Рисунок 9

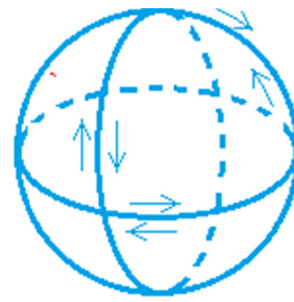


Рисунок 10

Для каждого фиксированного направления в зависимости от знака всенаправленный вихрь характеризуется $\text{rot}V_n^+$ или $\text{rot}V_n^-$. В целом всенаправленный вихрь, по аналогии с дивергенцией, характеризует скаляр $|\text{rot}V_n^+|$ или $|\text{rot}V_n^-|$.

² Данное предположение позволит сильно упростить рассмотрение, сводя все к взаимодействию однонаправленного вихря с прямолинейным потоком.

Вращение в каждой точке сечения вихря реализуется идеальными (без касательных напряжений [2]) потоками, при условии

$$v_n \times \rho = \text{const}, \quad (4)$$

здесь v_n – модуль линейной скорости потока вихря n уровня, а ρ – плотность потока.

Модель 2. Определение *первичного поля*

Поля также различаются по уровням структурирования.

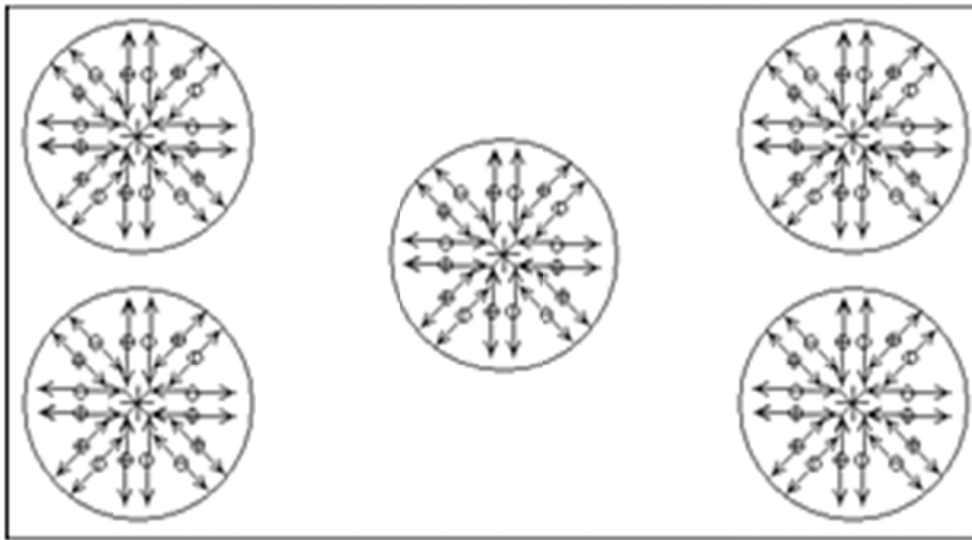


Рисунок 11

Первичным полем n уровня структурирования или полем Π_n будем называть физическое пространство, свободное от вихрей n уровня, в каждой физической точке (достаточно малом объёме) которого существует всенаправленное равномерное прямолинейное, без касательных напряжений, движение вихрей $n-1$ уровня, изотропное по любому направлению по плотности и знаку, то есть количество вихрей, проходящих за любой не нулевой отрезок времени через любую достаточно малую площадку, перпендикулярно ей, не зависит от знака вихря и направления, рис. 11. Скорость вихрей $n-1$ уровня в поле Π_n предполагается постоянной.

Такое поле будем назвать материально кинетическим.

Здесь целесообразно расширение представления, а именно, под

$$\text{div } \Pi_n = 0 \quad (5)$$

будем подразумевать характеристику взаимного сквозного проникновения потоков вихрей $n-1$ уровня, допустимого в предположении идеальности потоков. А именно

$$\text{div } \Pi_n = -\text{div} \Pi_n^+ - \text{div} \Pi_n^- + \text{div} \Pi_n^+ + \text{div} \Pi_n^- = 0, \quad (6)$$

где $\text{div} \Pi_n^+$ и $\text{div} \Pi_n^-$ обозначают дивергенцию соответствующей знаковой составляющей Π_n .

С точки зрения силовой характеристики первичное поле как бы не существует, в любой точке силы уравниваются. В этом смысле первичное поле подобно вакууму, который сам по себе неощутим, но движение встречных материальных потоков в нём присутствует и, как увидим ниже проявляется в присутствии зарядов.

Модель 3. *Взаимодействие вихрей с идеальными прямолинейными потоками*

Модель 3.1. *Взаимодействие всенаправленного вихря с потоком*

Всенаправленный вихрь представлен, рис. 12, рис. 13, двунаправленными сечениями в плоскости листа и в плоскости горизонта и вертикальным сечением, перпендикулярным направлению потока. В последнем сечении в результате взаимодействия возникает дополнительное однонаправленное вращение, отражённое жирными красными изогнутыми стрелками.

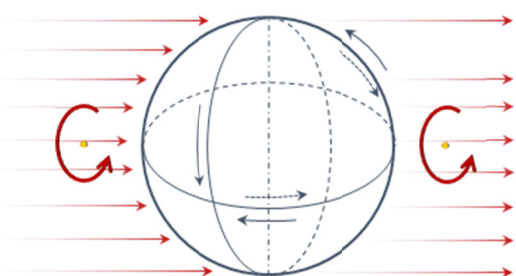


Рисунок 12

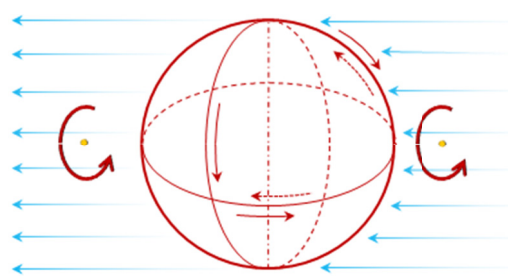


Рисунок 13

Из модели 3.1 видно, как из всенаправленного вращения неподвижного вихря возникает дополнительное однонаправленное вращение движущегося вихря вокруг оси, проходящей через центр вихря параллельно направлению его движения, то есть в плоскости, перпендикулярной направлению движения вихря.

Модель 4. *Взаимодействие неподвижного сферического вихря n уровня с первичным полем Π_n*

Модель 4.1. *Проникающее взаимодействие движущегося вихря $n-1$ уровня с неподвижным вихрем n уровня в случае различия знаков вихрей*

Для определённости рассмотрим случай, когда положительный вихрь $n-1$ уровня входит в верхнюю левую, по рис. 14, четверть отрицательного вихря n уровня. Другие случаи аналогичны.

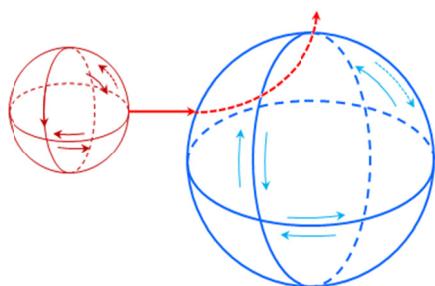


Рисунок 14

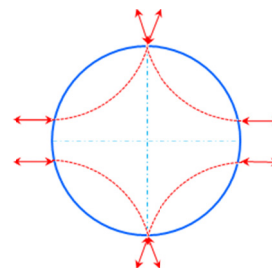


Рисунок 15

На рис. 15 представлена общая картина взаимодействия.

При этом вихрь n является *стоком* и *источником* вихрей $n-1$ уровня, противоположных по знаку с вихрем n уровня.

Модель 4.2. Проникающее взаимодействие движущихся вихрей $n-1$ уровня с неподвижным вихрем n уровня в случае совпадения знаков

На рис.16 также представлен случай, когда отрицательный вихрь $n-1$ уровня входит слева в верхнюю левую четверть отрицательного вихря n уровня, с последующим пересечением вихрем $n-1$ уровня вертикального диаметра наибольшего сечения вихря n уровня плоскостью листа и переходом в смежную правую верхнюю четверть. Другие случаи аналогичны.

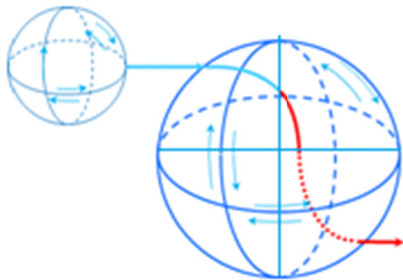


Рисунок 16

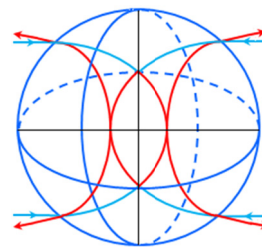


Рисунок 17

На рис. 17 представлена общая картина взаимодействия. Здесь следует отметить, что каждый диаметр вихря n уровня также является осью симметрии траекторий и действующих сил, последнее очевидно при равномерности потока вихрей $n-1$ уровня на траекториях.

При этом вихрь n является *стоком* вихрей $n-1$ уровня, одноимённых по знаку с вихрем n уровня, и *источником* вихрей $n-1$ уровня, разноимённых по знаку с вихрем n уровня.

Следствие 1. В результате взаимодействия вихрей n уровня с первичным полем Π_n образуются вторичные поля Π_n^- и Π_n^+ , разноимённые с порождающими их вихрями n уровня, представляющими в виде сферических источников указанных вторичных материально кинетических полей, рис18 и рис.19.

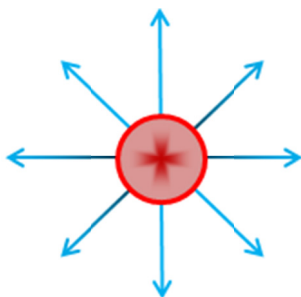


Рисунок 18

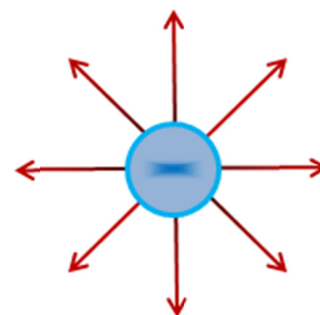


Рисунок 19

В частности, отождествляя вихри 1 уровня с элементарными электрическими зарядами, а первичное поле Π_1 с вакуумом, получаем наглядное представление о процессе порождения и структуре наблюдаемых электрических полей.

При этом заряды являются *стоками* нейтрального первичного поля и *источниками* знаковых вторичных (наблюдаемых электрических) полей.

Модель С. Свет

Свет – это поток фотонов.

Для формирования адекватной модели фотона предварительно рассмотрим две грубые модели, на первый взгляд далёкие от рассматриваемого вопроса.

Модель С1. Автомат

Закрепим над достаточно глубоким колодцем на вертикальной оси колесо.

Установим на нём автомат стволом вниз параллельно оси колеса. И вращая колесо в одну сторону, выпустим длинную очередь. Центробежной силой пренебрегаем.

Очевидно, пули будут располагаться на летящей спирали, обвивающей вертикальный цилиндр с горизонтальным радиусом от центра оси колеса до центра оси ствола автомата.

Модель С2. Брандспойт

Закрепим над достаточно глубоким колодцем на вертикальной оси колесо. Установим на нём брандспойт с достаточным дебетом стволом вниз параллельно оси колеса. Вращая в одну сторону колесо, включим брандспойт. Центробежной силой пренебрегаем.

Будет много брызг, но вертикальный цилиндр с горизонтальным радиусом от центра оси колеса до оси брандспойта будет заполнен водой.

Модель С3. Фотон

Рассмотрим атом, в котором в некоторой плоскости вокруг ядра движется электрон, излучающий преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскости вращения.

Будет много «брызг» излучения, и вертикальный цилиндр, опирающийся на плоскость траектории электрона, заполненный излучением.

То есть фотон – это поток субзарядов, излучаемый электроном, обращающимся вокруг ядра в возбуждённом атоме.

Поток волнообразный, длина волны примерно в десять тысяч раз больше диаметра атома, так как скорость субзарядов во столько раз больше орбитальной.

Фотон – это летящая спираль, заполненная излучением.

При этом сама спираль и цилиндр внутри спирали существенно различаются по интенсивности излучения. Спираль является рабочей частью фотона, а внутренний цилиндр заполнен слабо.

Поток субзарядов, излучаемый электроном, возникает в результате взаимодействия электрона с вакуумом как первичным полем

При этом электрон выступает в качестве приёмника и источника

субзарядов, а скорость субзарядов не зависит от скорости или ускорения электрона, так как взаимодействие субзарядов как вихрей 0 уровня с электроном как вихрем 1 уровня является взаимодействием однонаправленного вихря с прямолинейным потоком.

Модель ВФСЭ. Взаимодействие фотона с электроном

Входящий фотон как поток субзарядов переводит, согласно модели 3.1, электрон как всенаправленный вихрь в однонаправленный в плоскости, перпендикулярной направлению потока фотона.

При этом входящий фотон согласно модели 4.1 рассеивается, а не поглощается, как принято считать.

Я самом деле, фотон как летящая спираль, заполненная излучением положительных субзарядов, движется прямолинейно, а положительные субзаряды, входящие с одного направления, веерообразно рассеиваются, рис. 20.

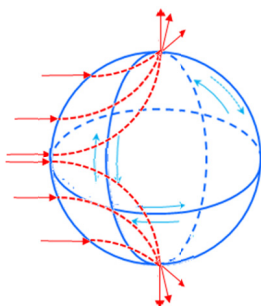


Рисунок 20

Модель ВВЭСИЯ. Взаимодействие возбуждённого электрона с излучением ядра

На рис. 21 схематически представлен атом водорода, содержащий ядро и один электрон, условно расположенные в плоскости листа.

Предположим, что перпендикулярно плоскости листа на указанный атом действует фотон как поток субзарядов.

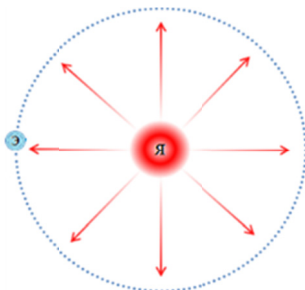


Рисунок 21

Согласно модели ВФСЭ, указанный поток субзарядов переводит электрон как всенаправленный вихрь в однонаправленный в плоскости, перпендикулярной направлению потока субзарядов.

Однонаправленное вращение электрона, взаимодействуя с материальным потоком, вытекающим из ядра, вызывает вращение электрона вокруг ядра, рис. 22.

Как видно из рис. 23, материальный поток, вытекающий из ядра, на рис. 22, направляется за плоскость листа преимущественно перпендикулярно плоскости листа, формируя вторичный фотон.

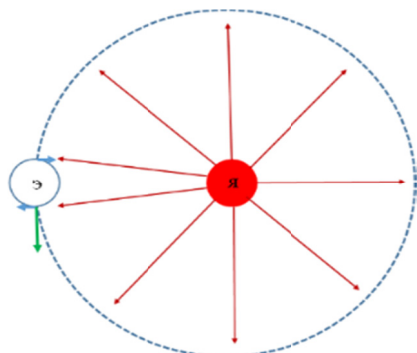


Рисунок 22

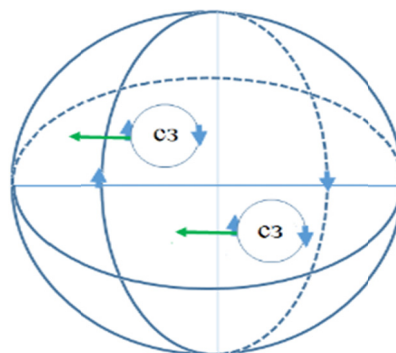


Рисунок 23

При этом, как видно из рис.24, набегающий поток, согласно модели 1Б, отдаляет электрон от ядра (зелёная стрелка). Электрон переходит на другой, более далёкий от ядра уровень с меньшей энергией, так как, согласно наблюдениям и решениям уравнения Шредингера [3], энергия электрона обратно пропорциональна квадрату расстояния n электрона от ядра

$$E = \frac{hcR}{n^2}. \quad (7)$$

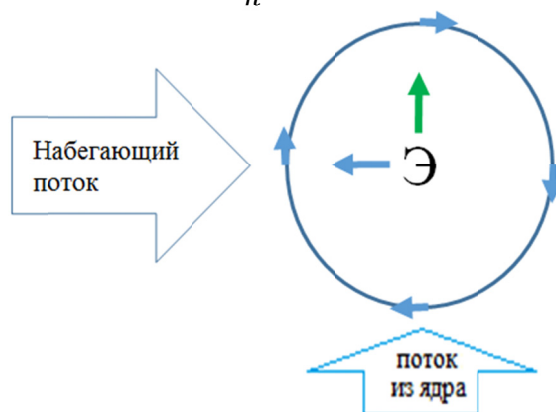


Рисунок 24

Ну а, что такое энергия фотона, если *фотон – это летящая спираль, заполненная излучением?*

Это характеристика плотности излучения, заполняющего спираль.

А как это согласуется с известной формулой [4]

$$E = h\nu = hcR\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)? \quad (8)$$

Ещё раз подчеркнём, что формула (8) представляет разность энергий электрона на устойчивых орбитах и в спектрограммах, а не фотона.

Кстати, формула (8) помогает понять явление, ошибочно именуемое «спектром поглощения».

В самом деле, если $m=n$, то перевода электрона как всенаправленного вихря в однонаправленный, вращения электрона вокруг ядра и подъёма на другой уровень не происходит, $E=0$. Действие входящего потока на электрон компенсируется излучением ядра, прошедшим через электрон. Входящий фотон не поглощается, а как обычно рассеивается.

Ещё несколько замечаний. Не скомпенсированная часть излучения фотона во взаимодействии с излучением ядра поднимает электрон. Они же его и вращают вокруг ядра. Компенсирующее действие при подъёме электрона уменьшается, так как плотность излучения ядра убывает.

Заключение

Ясность понимания процесса взаимодействия фотона с атомом основывается на правильности предложенных моделей заряда, поля и фотона.

Квантовая механика. Гениальность и просчёты

Вывод Планка о квантованности энергий электронов гениален.

Как и формула Бальмера по расшифровке спектрограмм.

Как и обобщение этой формулы Бором.

А гипотеза Бора о том, что электроны на стационарной орбите не излучают – ошибка.

Электроны, как и все тела, взаимодействуя с вакуумом, поглощают и излучают всегда.

Литература

1. Л.Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, Наука, Москва, 1970 стр 214.
2. Л.Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, Наука, Москва, 1970 стр 111.
3. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский, Уравнения математической физики, Наука, Москва, 1966, стр. 706.
4. Там же.

INTERACTION OF PHOTON WITH ATOM

Surnin S.P.

LLC «ZET-11»

E-mail: surninsp@mail.ru

Standard the interaction between an atom and a photon is as follows: the atom absorbs a photon, with the electron moving to a higher energy level, then the electron spontaneously emits a photon and moves to a lower energy level. It does not explain how an atom absorbs a photon, and how the electron moves to another level. By the way, where is this higher energy level? And "spontaneously" is a veiled admission of a lack of understanding of the causes and essence of the process.

A model of the interaction of a photon with an atom is presented for consideration, based on the previously presented models of charge as an omnidirectional source and runoff, and an omnidirectional vortex, a primary field and a photon as a flying spiral filled with radiation.

Key words: photon, atom, omnidirectional vortex, flying spiral.

МЕТОД НАГРЕВА ДЕТАЛЕЙ С ТЕПЛОЗАЩИТНЫМИ КЕРАМИЧЕСКИМИ ПОКРЫТИЯМИ ИЗ ДИОКСИДА ЦИРКОНИЯ В ВЫСОКОЧАСТНОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Р. Лепешкин, А.Б. Кувалдин

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: lepehkin.ar@gmail.com

Приведены результаты исследований и моделирования нестационарного теплового состояния деталей с керамическими покрытиями в высокочастотном электромагнитном поле. Разработанный метод можно использовать для нагрева и моделирования нестационарного теплового состояния лопаток турбин с керамическими теплозащитными покрытиями и других охлаждаемых деталей газотурбинных двигателей.

Ключевые слова: метод нагрева, высокочастотное электромагнитное поле, моделирование, высокочастотный нагрев, лопатка, теплозащитное керамическое покрытие.

Введение

В перспективных авиационных двигателях и энергетических установках предусматривается применение керамических теплозащитных покрытий (ТЗП) для улучшения работы лопаток турбин авиационных газотурбинных двигателей [ГТД] и газотурбинных энергетических установок [ГТУ] и для повышения температуры газа перед турбиной, что повышает характеристики ГТД [1-4].

Для определения долговечности лопаток турбин с ТЗП проводятся их испытания на газодинамических стендах [4-5] и на установках с использованием высокочастотного индукционного нагрева [6-13]. С точки зрения снижения стоимости испытаний и повышения точности моделирования теплового состояния деталей целесообразно проводить циклические испытания охлаждаемых деталей и лопаток турбин с ТЗП на установках индукционного нагрева.

В работах [8-10] получены результаты исследований стационарных распределений температуры по толщине стенки детали с ТЗП при высокочастотном индукционном нагреве.

Задачи моделирования нестационарного теплового состояния охлаждаемых лопаток ГТД и других деталей с керамическими теплозащитными покрытиями в высокочастотном электромагнитном поле при испытаниях являются актуальными.

Результаты исследований

Целью данной работы является разработка метода моделирования и исследования нестационарного теплового состояния деталей и лопаток турбин с керамическими покрытиями в высокочастотном электромагнитном поле при испытаниях. В указанной цели новизна работы состоит в моделировании и исследовании нестационарного теплового состояния детали с ТЗП и нестационарного перепада температуры по толщине керамического

покрытия на разных частотах тока. Моделирование теплового состояния деталей и лопаток турбин с керамическими ТЗП в высокочастотном электромагнитном поле при циклических испытаниях проводилось на двух установках, которые работают на частотах тока 0.4 МГц и 2 МГц.

На рис. 1 показаны устройство индуктора и охлаждаемая лопатка турбины с ТЗП при циклических испытаниях. На данном рисунке можно увидеть свечение от нагретой лопатки турбины авиационного ГТД на максимальном режиме.



Рисунок 1 – Лопатка турбины и устройство индуктора при циклических испытаниях

Нестационарное тепловое состояние лопатки турбины с керамическим ТЗП обеспечивалось необходимыми режимами высокочастотного индукционного нагрева, режимами охлаждения с использованием внутреннего воздуха, подаваемого во внутренние каналы лопатки и внешнего воздуха, подаваемого на поверхность лопатки в конце испытательного термоцикла. Указанные параметры высокочастотного нагрева и охлаждения определялись перед испытаниями на основе расчетного моделирования нестационарного теплового состояния лопатки турбины с ТЗП с использованием метода конечных элементов. Регистрация температур на поверхности лопатки осуществлялась с помощью термопар и термографа Flir.

При нормальной температуре керамические ТЗП имеют свойства диэлектрических материалов. При повышении температуры в керамических ТЗП появляются полупроводниковые свойства, что приводит к повышению электрических потерь и электропроводности (к появлению дополнительного теплового потока) в керамических покрытиях. Этот важный фактор необходимо учитывать при моделировании теплового состояния лопаток турбин с керамическими ТЗП.

В расчетном моделировании нестационарного теплового состояния охлаждаемой детали учитывались свойства жаропрочного никелевого сплава и керамического материала покрытия из диоксида циркония, различные

граничные условия по температуре и коэффициентам теплоотдачи наружного и внутреннего воздуха, тепловые потоки на поверхности детали и по глубине поверхностного слоя детали с учетом частоты тока, а также дополнительный тепловой поток в керамическом покрытии из-за указанных выше диэлектрических потерь и некоторого повышения электропроводности. По результатам расчетного моделирования получены кривые нестационарного теплового состояния до температуры 1200 °С и изменения перепада температур охлаждаемой детали с керамическим теплозащитным покрытием толщиной 0.22 мм в высокочастотном электромагнитном поле на частотах тока 2 МГц (рис. 2) и 0.4 МГц (рис. 3), а также с покрытием толщиной 0.1 мм на частоте 2 МГц.

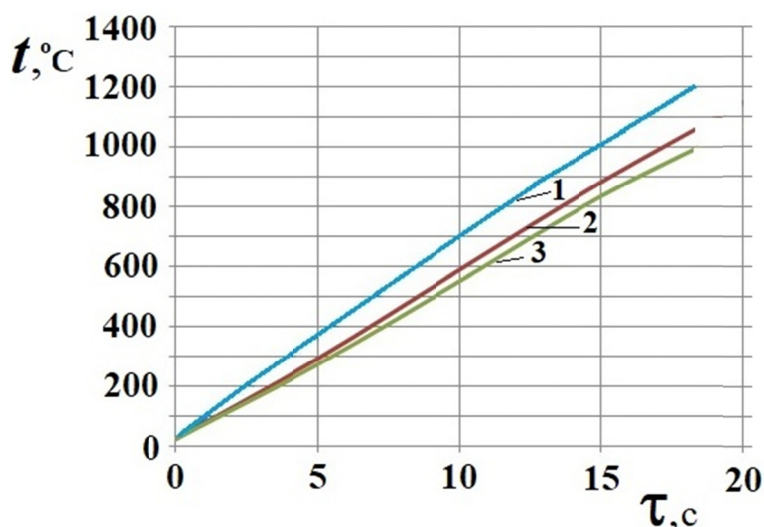


Рисунок 2 – Кривые нестационарного теплового состояния охлаждаемой детали с керамическим покрытием (на частоте тока 2 МГц):
1 – температура поверхности покрытия, 2 – температура наружной поверхности детали, 3 – температура внутренней поверхности детали

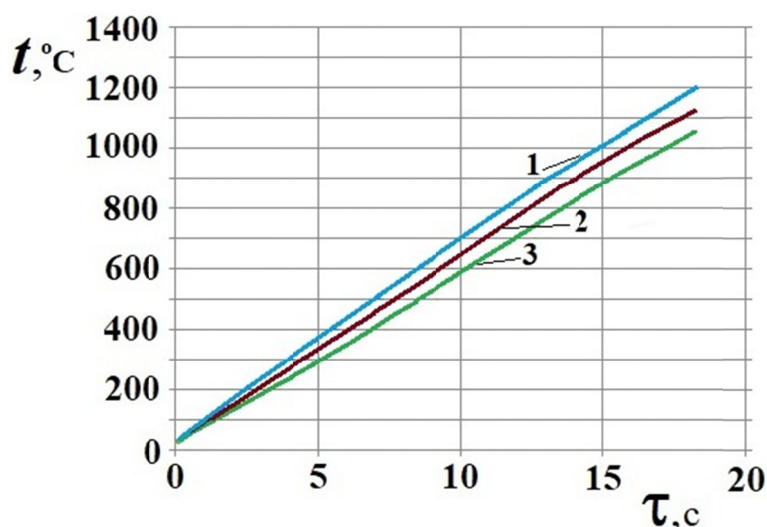


Рисунок 3 – Кривые нестационарного теплового состояния охлаждаемой детали с керамическим покрытием (на частоте тока 0.4 МГц):
1 – температура поверхности покрытия, 2 – температура наружной поверхности детали, 3 – температура внутренней поверхности детали

Анализ полученных результатов показывает, что в конце нестационарного нагрева детали с толщиной покрытия 0.22 мм перепады температур составляют 70 °С (на частоте 0.4 МГц) и 140 °С (на частоте 2 МГц); для детали с толщиной покрытия 0.1 мм соответственно 75 °С (на частоте 2 МГц), что хорошо согласуется с экспериментальными данными по измерениям температур с помощью термопар и термографа. Таким образом, расчетные и экспериментальные данные и результаты моделирования нестационарного теплового состояния охлаждаемой детали показывают, что с помощью высокочастотного индукционного нагрева можно проводить циклические испытания охлаждаемых лопаток турбин авиационных ГТД. При этом условия нестационарного теплового состояния деталей и лопаток турбин и перепады температуры по керамическому ТЗП соответствуют эксплуатационным условиям.

Заключение

Приведены результаты исследований моделирования нестационарного теплового состояния охлаждаемых деталей с керамическими теплозащитными покрытиями в высокочастотном электромагнитном поле. Анализ полученных расчетных и экспериментальных результатов показал, что нестационарное тепловое состояние охлаждаемых деталей и лопаток турбин и перепады температуры по толщине керамического ТЗП соответствуют эксплуатационным условиям. Разработанный метод позволила повысить темпы нагрева и эффективность ускоренных термоциклических испытаний (с сокращением их сроков) лопаток ГТД с керамическими ТЗП в высокочастотном электромагнитном поле. Разработанный метод можно использовать для высокочастотного нагрева и моделирования нестационарного теплового состояния лопаток турбин с керамическими теплозащитными покрытиями и других охлаждаемых деталей ГТД и ГТУ при испытаниях и исследованиях в различных отраслях машиностроения, в том числе при изучении тепловых деформаций деталей и в технологических процессах.

Список литературы

1. Балдаев Л.Х., Балдаев С.Л., Мазилин И.В. и др. Применение термобарьерных покрытий для лопаток современных газотурбинных установок на примере ГТД-110М // Надежность и безопасность энергетики. 2016. № 2(33). С. 70.
2. Кашин Д.С., Стехов П.А. Современные теплозащитные покрытия, полученные методом электронно-лучевого напыления (обзор) // Труды ВИАМ. 2018. № 2(62). С. 84.
3. Li B., Fan X., Li D et al. Design of thermal barrier coatings thickness for gas turbine blade based on finite element analysis // Math. Probl. Eng. 2017. No. 147830.
4. Lepeshkin A.R, Nazarov V.V., Ilinskaya O.I. Investigations of thermal barrier coatings using gas flame heating // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 899. No. 072002.
5. Grinkrug M.S., Balli M.K., Tkacheva J.I. et al. An experimental bench for testing the cracks detecting technology in the blades of working aircraft engines // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 734 (2). No. 012022.
6. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях // М.: Инфра-М, 2019. 282 с.

7. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А. и др. Способ нагрева диэлектрического или полупроводникового материала. Патент РФ № 2416869, кл. H05B 6/64. 2005.
8. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И. и др. Исследование термоциклической долговечности лопаток турбин авиационных ГТД с теплозащитными покрытиями // Насосы. турбины. системы. 2019. № 1 (30). С. 48.
9. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И. Методы исследований теплозащитных покрытий деталей для перспективных газотурбинных двигателей // XLIII Акад. чтения по космонавтике. Сборник тезисов. Т. 2. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2019. С. 88.
10. Лепешкин А.Р. Теплофизические измерения при термоциклировании лопаток газотурбинных двигателей с керамическими покрытиями // Теплофизика высоких температур. 2010. Т. 48, № 5. С. 734.
11. 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.
12. Lepeshkin A., Remchukov S., Yaroslavtsev N. et al. Test technique for turbine cooled blades of gas turbine engine// J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1925. No. 012086.
13. Lepeshkin A., Kuvaldin A., Lepeshkin C. et al. Method for modeling the modes of induction heating of turbine blades // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2020. V. 950. No. 012022.

**METHOD OF HEATING THE PARTS WITH HEAT-PROTECTIVE
CERAMIC COATINGS FROM ZIRCONIUM DIOXIDE IN HF
ELECTROMAGNETIC FIELD**

A.R. Lepeshkin, A.B. Kuvaldin

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

The results of investigations and modeling the non-stationary thermal state of parts with ceramic coatings in a high-frequency electromagnetic field are presented. The developed method can be used for heating and modeling the non-stationary thermal state of turbine blades with ceramic heat-shielding coatings and other cooled gas turbine engine parts.

Keywords: heating method, high-frequency electromagnetic field, simulation, high-frequency heating, blade, heat-shielding ceramic coating.

ОСОБЕННОСТИ АНИЗОТРОПИИ СВОЙСТВ КОМПОЗИТА НА ОСНОВЕ НАНОТРУБОК ГАЛЛУАЗИТА И АМОРФНОГО МАГНЕТИТА

М.Н. Шипко¹, М.А. Степович^{2, 3}, А.В. Носков³,
О.В. Алексеева³, А.В. Агафонов³

¹Ивановский государственный энергетический университет им. В.И. Ленина,
Иваново, Россия

²Калужский государственный университет им. К.Э. Циолковского,
Калуга, Россия

³Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия
E-mail: michael-1946@mail.ru

Методом химического соосаждения солей железа проведена модификация галлуазита наночастицами магнетита. Показано, что образцы композита галлуазит/магнетит характеризуются более высокими значениями поля эффективной анизотропии и коэрцитивной силы по сравнению с выявленными для магнетита.

Ключевые слова: аморфный магнетит, нанотрубки галлуазита, анизотропия.

Введение

Интерес к изучению особенностей модификации поверхности нанотрубок галлуазита наночастицами металлов, полупроводников и диэлектриков связан с реализацией эффектов, используемых в различных отраслях промышленности, биотехнологии, медицине [1, 2].

В настоящей работе изложены результаты исследований особенности структуры и магнитных свойств композита на основе алюмосиликатных трубок галлуазита $Al_2Si_2O_5(OH)_4$ и аморфизированного магнетита Fe_3O_4 . В качестве объектов исследования был использован композитный материал, синтезированный на основе порошков галлуазита $Al_2Si_2O_5(OH)_4$ (Sigma-Aldrich, США) и аморфизированного магнетита Fe_3O_4 , полученного методом химического соосаждения солей железа на поверхности и в порах галлуазита.

Результаты исследований

Изображения поверхностей галлуазита и композита галлуазит/магнетит, полученные в растровом электронном микроскопе, приведены на рис. 1.

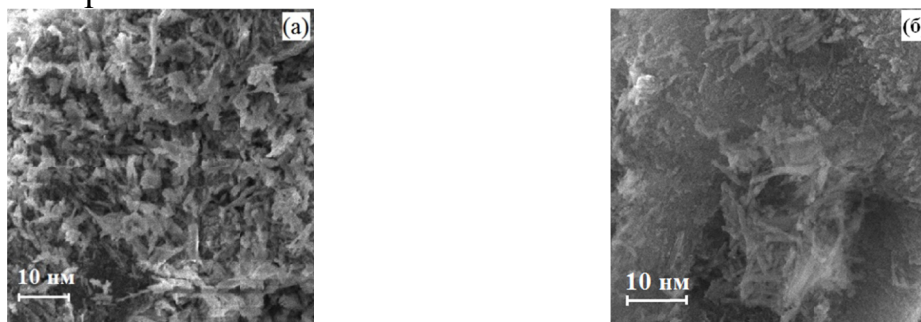


Рисунок 1 – Электронные микрофотографии галлуазита (а) и композита галлуазит/магнетит (б)

Видно, что наночастицы галлуазита представляют трубки цилиндрической формы. Композит представляет агрегаты различной морфологии.

По данным рентгеноспектрального энергодисперсионного анализа, полученный композит представляет модифицированный с магнетитом галлуазит со специфическими структурно-чувствительными и адсорбционными свойствами. В частности, его магнитные свойства существенно отличаются от аналогичных свойств, характерных как для аморфного магнетита, синтезированного методом соосаждения солей железа, так и объёмных кристаллитов Fe_3O_4 . Более того, для композита наблюдается смещение петли магнитного гистерезиса в одну и в другую сторону вдоль оси H . Он также характеризуется высокими значениями поля анизотропии и коэрцитивной силы (табл. 1).

Наблюдаемая петля магнитного гистерезиса является признаком стекловидного магнитного порядка с наноразмерными включениями аморфизированного магнетита, что является характерной чертой материалов, обладающих обменной анизотропией. Этот факт находится в согласовании с данными мёссбауэровской и ИК-спектроскопии. Согласно данным мёссбауэровской спектроскопии, для ионов железа обнаружено аномально высокие значения тепловых колебаний, обеспечивающих низкие значения вероятности эффекта Мёссбауэра.

Таблица 1 – Количественные параметры распределения частиц по размерам для исследованных порошков

| Параметр | Галлуазит | Магнетит | Галлуазит/магнетит |
|---|-----------|----------|--------------------|
| 1-ый максимум распределения частиц по размерам R_{m1} , нм (менее 100 нм) | 91 | 67 | 38 |
| R_{m2} 2-ой максимум распределения частиц по размерам R_{m2} , нм (100÷1000 нм) | 255 | - | 206 |
| R_{m2} 3-ий максимум распределения частиц по размерам R_{m3} , нм (более 1000 нм) | - | 2607 | - |
| Средний размер частиц R_{av} , нм | 392 | 54 | 168 |
| Размер, соответствующий 10 перцентиллям R_{10} , нм | 91 | 26 | 97 |
| Размер, соответствующий 50 перцентиллям R_{50} , нм | 221 | 54 | 173 |
| Размер, соответствующий 90 перцентиллям R_{90} , нм | 305 | 115 | 305 |
| Дзета-потенциал ζ , мВ | -26.7 | +32.6 | -25.3 |

Действительно, значительный сдвиг характеристических полос галлуазита и магнетита в ИК-спектрах композита указывает на существенное изменение фонового спектра галлуазита. Наблюдаемые изменения физических свойств может быть связано со значительными изменениями

структурного состояния переходного слоя между магнетитом и галлуазитом в результате адаптации кубической решётки магнетита и решётки моноклинной сингонии галлуазита. При толщине стенки алюмосиликатной трубки менее 50 мкм изменение симметрии ближнего порядка в переходном слое способно индуцировать обменную анизотропию между ионами железа в магнетите. Результирующее изменение анизотропии определяется толщиной переходного слоя, имеющий векторный однонаправленный характер.

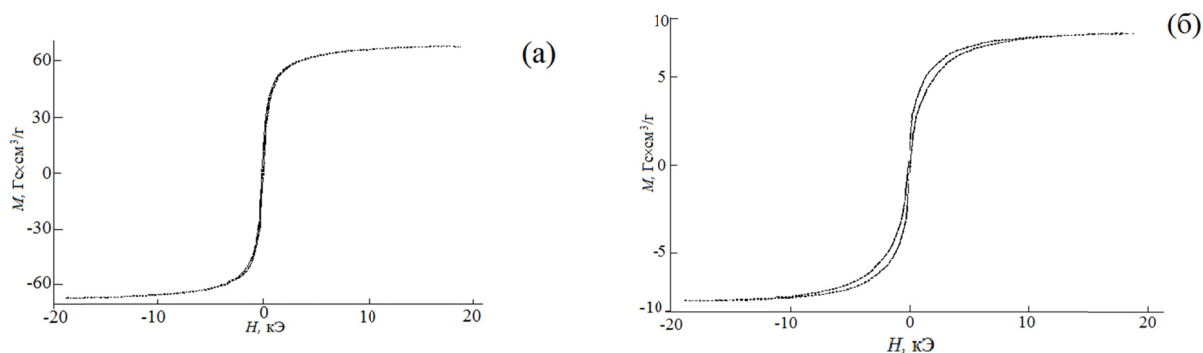


Рисунок 2 – Зависимости намагниченности от напряженности внешнего магнитного поля для порошков магнетита (а) и галлуазит/магнетита (б)

Полученные данные указывают на возможность использования такого композита в качестве нового класса наносистем с регулируемыми магнитными свойствами.

Заключение

В работе синтезированы композиционные материалы галлуазит/магнетит и исследованы их структура, поверхностная морфология и физико-химические свойства. Для магнетита, по данным мессбауэровской спектроскопии, наблюдается 5 неэквивалентных положений ионов железа, обусловленных присутствием вакансий. Для синтезированного композиционного материала галлуазит/магнетит этот эффект не наблюдается: малая вероятность эффекта Мессбауэра не позволила регистрировать резонансное поглощение гамма лучей ввиду большой амплитуды тепловых колебаний ядер Fe^{57} . В результате проведенных исследований магнитных свойств образцов галлуазит/магнетита определены значения структурно-чувствительных параметров: поля эффективной анизотропии (5176 А/м) и коэрцитивной силы (7300 А/м), которые превышают соответствующие значения для магнетита и свидетельствуют о другой структурной модификации.

Исследования проведены на оборудовании центра коллективного пользования «Верхне-Волжский региональный центр физико-химических исследований» при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-03-00271).

Список литературы

1. Lvov Y., Aerov A., Fakhrullin R. Clay nanotube encapsulation for functional biocomposites // Adv. Colloid Interface Sci. 2014. V. 207. № 1. P. 189-194. DOI: 10.1016/j.cis.2013.10.006.
2. Tazaki K. Microbial formation of a halloysite-like mineral // Clay. and Clay Miner. 2005. V. 53. P. 224. DOI: 10.1346/CCMN.2005.0530303.

FEATURES OF THE ANISOTROPY OF THE PROPERTIES OF A COMPOSITE BASED ON NANOTUBES OF HALLOYSITE AND AMORPHOUS MAGNETITE

M.N. Shipko¹, M.A. Stepovich², A.V. Noskov³, O.V. Alekseeva³, A.V. Agafonov³

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

²Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russia

³Krestov Institute of Solution Chemistry, Russian Academy of Sciences, Ivanovo, Russia

E-mail: michael-1946@mail.ru

Halloysite is modified with magnetite nanoparticles by the method of chemical coprecipitation of iron salts. It is shown that the samples of the halloysite / magnetite composite are characterized by higher values of the field of effective anisotropy and coercive force in comparison with those revealed for magnetite.

Key words: amorphous magnetite, halloysite nanotubes, anisotropy.

ЧТО ВЕК ГРЯДУЩИЙ НАМ ГОТОВИТ?

Ф.Н. Шакирзянов¹, П.А. Бутырин¹, С.А. Абдулкеримов¹, Д.В. Михеев^{1,2}

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

E-mail: 3728049@mail.ru

В работе речь идёт не о следующем XXII веке, а о непосредственно следующей сотне годов, в течение которых возможна супервспышка Солнца. Человечеству хорошо знакомы просто мощные вспышки на Солнце – периодически происходящие взрывоподобные выделения энергии в широком диапазоне частот. Перед ними бессилён магнитный щит Земли, и после них повсеместно нарушается работа энергосистем и систем связи. Во время супервспышки энергия, излучаемая звездой, увеличивается в десятки тысяч раз. Если это случится на Солнце сейчас, то человечество исчезнет, на Земле сохранятся лишь простейшие формы жизни. Способно ли Человечество заблаговременно предсказать время супервспышки? Умеет ли оно рассчитать губительные для жизни на Земле последствия электромагнитной атаки Солнца, что оно может предпринять для сохранения нашей цивилизации? Успеет ли?

Ключевые слова: энергия Солнца, фотонные домены, пузырьковые кристаллы, супервспышки Солнца.

Возникновение хромосферных вспышек и пятен на Солнце сопровождается выбросом в комическое пространство огромной энергии. За минуты в окружающее пространство выбрасывается гигантская масса звёздного вещества и излучается невообразимо большой импульс электромагнитной энергии. Мощные вспышки случаются нередко. Так, например, «РИА Новости» приводит пример, когда из-за солнечной вспышки в марте 1989 г. в Канаде вышла из строя большая часть электросетей. Ущерб был оценен в 13,2 млн долларов США.

В ноябре 2003 г. вспышка отключила на несколько часов электроэнергию в Швеции. Кроме того, были повреждены астрономические обсерватории ACE, а солнечный зонд SOHO временно «ослеп».

Считается, что наиболее мощная солнечная буря произошла в 1859 г. Тогда энергии выделилось в 20 раз больше, чем во время падения метеорита, который, как утверждают некоторые учёные, уничтожил динозавров. В NASA полагают, что вероятность повторения такой вспышки сегодня достигает 12%.

Геологи нашли в гренландских льдах следы супермощной вспышки на Солнце, которая произошла примерно в 660 г. до н.э. В нашу эпоху эта буря могла бы вызвать коллапс цивилизации, пишет журнал PNAS.

Угроза возможности катастрофически мощных супервспышек очевидна. В связи с этим учёные – историки, астрономы и физики — ищут следы других супервспышек в древней истории Земли. Находки помогут определить, как часто происходят такие события и каких последствий стоит ожидать. Так, например, во время изучения изотопного состава годичных колец древних японских кедров учёные нашли признаки мощной вспышки на Солнце,

датируемой примерно 774 г. н.э. В азиатских средневековых хрониках были обнаружены упоминания о солнечной буре, разразившейся в 1204 г.

И вот совсем недавно – новое открытие. В образцах льда Гренландии возрастом около 100 тысяч лет нашли изотопные следы супервспышки на Солнце, в десять раз мощнее, чем у известных до сих пор. При этом у неё был необычно жёсткий спектр, который просто «похоронил» бы современную электронику и самым негативным образом отразился на любых живых существах не только на орбите, но и на поверхности планеты.

Открытие нескольких мега-вспышек на Солнце в относительно недавнем прошлом говорит о том, что частота подобных явлений сильно недооценивается, считают учёные. Поэтому сегодня приоритетом для науки должна стать разработка методов их предсказания и защиты цивилизации от их последствий, пишет PNAS.

Ранее сообщалось, что учёные зафиксировали аномально низкую солнечную активность в начале марта. В апреле 2016 г. на Солнце образовалось пятно в форме сердца, после чего последовала мощная вспышка (<https://klops.ru/news/2019-03-11/189965>).

О еще одной сверхмощной вспышке на Солнце, произошедшей в 774 г., ученые узнали, определив количество радиоактивного углерода-14 в годовых кольцах японских кедров. Оказалось, что на Солнце тогда выделилось около 200 йоттоджоулей (2×10^{26} в 26 степени) энергии. Таким образом, эта вспышка оказалась в 20 раз мощнее геомагнитной бури 1859 г. Солнечный шторм такого порядка сегодня привел бы к технологическому коллапсу на Земле. Помимо остановки работы всей электроники на поверхности планеты и околоземных спутниках, еще одним последствием подобного катаклизма стало бы истончение озонового слоя. И хотя при этих и подобных мощных вспышках Солнце выбрасывает в окружающее пространство огромное количество энергии – это не идет ни в какое сравнение с деятельностью других звезд: мощность их вспышек превышает солнечные в десятки тысяч раз. Астрофизики изучили активность 5648 солнцеподобных небесных тел. Супервспышки были зарегистрированы у 48 из этого числа, при этом 10% звезд имеют магнитное поле, практически идентичное солнечному. Это позволяет допустить, что вспышки на Солнце и супервспышки на других звездах имеют одну и ту же природу. Таким образом, нельзя исключать того, что Солнце, подобно своим небесным «собратям», однажды выпустит рекордно гигантское количество энергии, способное уничтожить на Земле все живое.

Подвергалась ли ранее Земля воздействию супервспышки Солнца, не известно. А вот Марс, скорее всего, да подвергнулся. Именно супервспышка, видимо, сорвала атмосферу с этой вполне благополучной планеты и сделала невозможной жизнь на ней. Случившееся с Марсом показывает, что катастрофическая угроза земной жизни реальна. Перед этой угрозой меркнут все проблемы, решением которых заняты земляне. Всё ничтожно перед этой угрозой и борьба отдельных личностей за свое благополучие, и бодание национальных, социальных групп, стран, союзных образований за лидерство,

и даже эпидемии, пандемии, геофизические катастрофы. Если Земля подвергнется воздействию гигантской супервспышки Солнца, исчезнет её содержащая кислород атмосфера, а жизнь на ней исчезнет совсем или сохранится лишь в простейших формах.

Но уровень развития нашей цивилизации позволяет подготовиться к этой угрозе не обречённо. Объединённые усилия всех наций безусловно могут сохранить жизнь на Земле и нашу цивилизацию на ней. Уже сегодня надо приступить к математическому моделированию и решению следующих задач.

1. Рассчитать время, продолжительность, энергию и диаграмму направленности излучения и солнечного ветра от супервспышки Солнца.

2. Продолжительность, энергетический уровень и последствия воздействия супервспышки на Землю.

3. Создание искусственной среды обитания, запасов жизнеобеспечения (энергия, пища, кислород и т.д.).

4. Создание и закладка на хранение банков биологического фонда, информационных банков знаний и т. п.

5. Разработка способов кондиционирования климата планеты, восстановления форм жизни.

Безусловно, этот список можно многократно увеличить, уточнить, конкретизировать.

На наш взгляд наиболее актуальным является первый пункт этого перечня. К сожалению, общепризнанная модель Солнца [1] не содержит даже намёка на механизм возникновения супервспышек. Ранее в [2, 3] нами была предложена новая модель, в которой Солнце представлялось импульсным термоядерным котлом пузырькового кипения. В результате импульсно протекающей термоядерной реакции в ядре Солнца образовалось скопление фотонных доменов – вакуумных пузырьков с гигантской концентрацией электромагнитной энергии в них. Массовое всплытие большого числа фотонных доменов на поверхность Солнца и даёт при их лопании супервспышку. Необходимо срочно всесторонне исследовать эту модель с целью получения ответов на первую задачу приведенного выше перечня. Программа этого исследования приведена нами в [4].

Список литературы

1. *Hans A. Bethe and Edwin E. Salpeter. Quantum mechanics of one- and two-electron atoms // Berlin: Springer, 1957. 368 p.*
2. Бутырин П.А., Шакирзянов Ф.Н. О фотонных доменах // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1127-1130.
3. Шакирзянов Ф.Н. Фотонные домены в генераторах электромагнитной энергии // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. №5. С. 704-706.
4. Шакирзянов Ф.Н., Бутырин П.А., Абдулкеримов С.А., Михеев Д.В. Модель Солнца с горячим ядром // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. №11. С. 1535-1537.

WHAT IS THE CENTURY PREPARING FOR US?

F.N. Shakirzianov¹, P.A. Butyrin¹, S.A. Abdulkerimov¹, D.V. Mikheev^{1,2}

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

E-mail: 3728049@mail.ru

The work is not about the next XXII century, but about the next hundred years immediately, during which a superflare of the Sun is possible. Humanity is well aware of just powerful flares on the Sun – periodically occurring explosive energy releases in a wide frequency range. The Earth's magnetic shield is powerless in front of them, and after them the operation of power systems and communication systems is disrupted everywhere. During a superflare, the energy emitted by the star increases tens of thousands of times. If this happens on the Sun now, then humanity will disappear, only the simplest forms of life will remain on Earth. Is Humanity able to predict the time of the superflare in advance? Will it be able to calculate the devastating consequences for life on Earth of the electromagnetic attack of the Sun, what it can do to preserve our civilization? Will it be in time?

Key words: solar energy, photonic domains, bubble crystals, solar superflares.

СЕКЦИЯ 2
ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
Сопредседатели: д.ф.-м.н. Э.Г. Локк (ИРЭ РАН),
к.ф.-м.н. А.Ю. Анненков (ИРЭ РАН)

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОРОТКОЗАМКНУТЫМ КООКСИАЛЬНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ МОД В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Р.К. Бабичев¹, Г.В. Бабичева²

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

²Институт водного транспорта им. Г.Я. Седова - филиал ГМУ им. адмирала Ф.Ф. Ушакова, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: 405092@mail.ru

Рассмотрено возбуждение магнитостатических мод в пленке железо-иттриевого граната коаксиальным возбудителем, тонкая линейная перемычка которого замыкается на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Идентификация возбуждаемых магнитостатических мод проведена с помощью моделирования и визуализации на резонансных частотах распределений высокочастотного магнитного поля для различных расстояний между ферритовой пленкой и возбудителем.

Ключевые слова: железо-иттриевый гранат, магнитостатические моды, коаксиальный возбудитель.

Введение

В разрабатываемых устройствах спинволновой электроники СВЧ возбуждение магнитостатических волн может быть осуществлено с помощью отрезков копланарной, микрополосковой, щелевой и других распределенных линий передачи. При возбуждении магнитостатических мод в ферритовых пленках прямоугольной формы свойства этих образцов пленок определяются методом ферромагнитного резонанса с помощью коаксиальных зондов различных типов. Так, в качестве возбудителя магнитостатических мод может быть использован короткозамкнутый коаксиальный зонд, конструкция которого представлена в работе [1].

В настоящей работе исследована конструкция короткозамкнутого возбудителя, отличающегося от описанного в [1] тем, что тонкая линейная перемычка замыкается на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра. Электродинамическим методом проведен расчет распределений высокочастотного магнитного поля возбуждаемых магнитостатических мод и проведена их идентификация в однородном поле подмагничивания, направленном вдоль длины прямоугольной пленки ЖИГ.

Идентификация мод в однородном статическом магнитном поле, направленном вдоль длины прямоугольной пленки ЖИГ

В среде CST Microwave Studio методом конечных элементов проведен электродинамический анализ модели, представленной на рис. 1. Для изучения эффективности возбуждения мод в ферритовой пленке при различных расстояниях между коаксиальным возбудителем и поверхностью пленки ЖИГ были рассчитаны зависимости обратных потерь S_{11} модели от частоты.

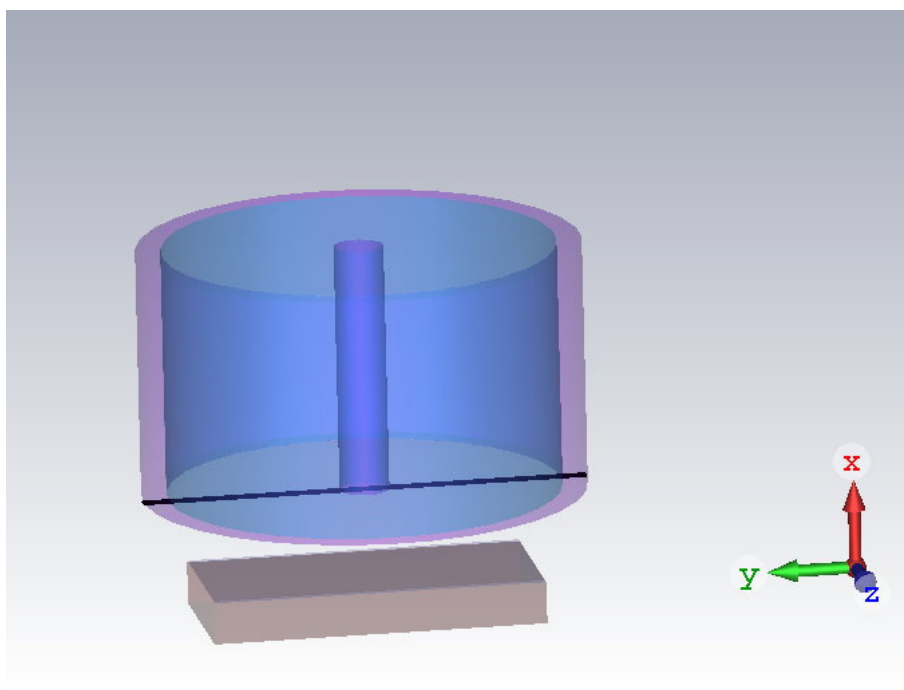


Рисунок 1 – Структура исследуемой модели коаксиального возбuditеля с пленкой ЖИГ

Намагниченность насыщения пленки ЖИГ $4\pi M=1750$ Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса $\Delta H=0,1$ Э. Однородное статическое магнитное поле $H_0=1000$ Э ориентировано вдоль оси y параллельно тонкой линейной перемычке, замкнутой на обе стороны заземленного коаксиального цилиндра.

Прямоугольный образец пленки ЖИГ имел размеры: длину 4 мм, ширину 2 мм, толщину 24 мкм. Размеры перемычки: длина 5,6 мм, ширина 0,1 мм, толщина 0,0005 мм. Отрезок коаксиальной линии содержал медные внутренний проводник радиусом 0,3 мм и внешний заземленный цилиндр радиусом 2,655 мм, пространство между которыми заполнено диэлектриком с диэлектрической проницаемостью 7.

Расчет модели, представленной на рис. 1, проведен для зазоров d между тонкой линейной перемычкой и поверхностью пленки от 0,1 мм до 0,6 мм. На каждой резонансной частоте зависимости обратных потерь S_{11} было рассчитано и визуализировано внутри пленки ЖИГ распределение модуля высокочастотного магнитного поля, согласно которому идентифицировалась магнитостатическая мода.

Рассмотрим частотную зависимость обратных потерь S_{11} , представленную на рис. 2, для случая, когда поверхность пленки ЖИГ удалена от короткозамкнутого проводника перемычки возбuditеля на расстояние $d=0,1$ мм.

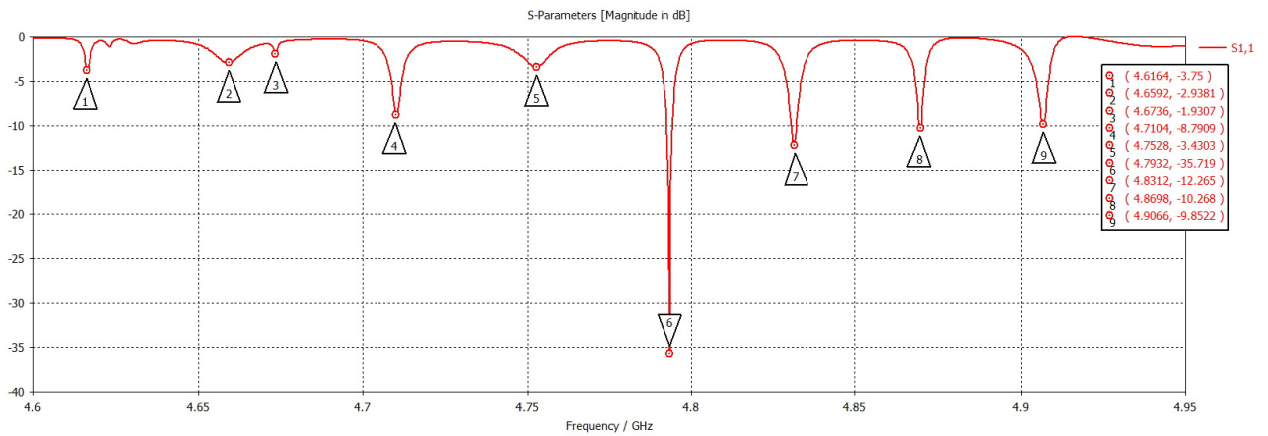


Рисунок 2 – Зависимость обратных потерь S_{11} от частоты для пленки ЖИГ толщиной 24 мкм в случае, когда возбудитель удален от пленки на 0,1 мм

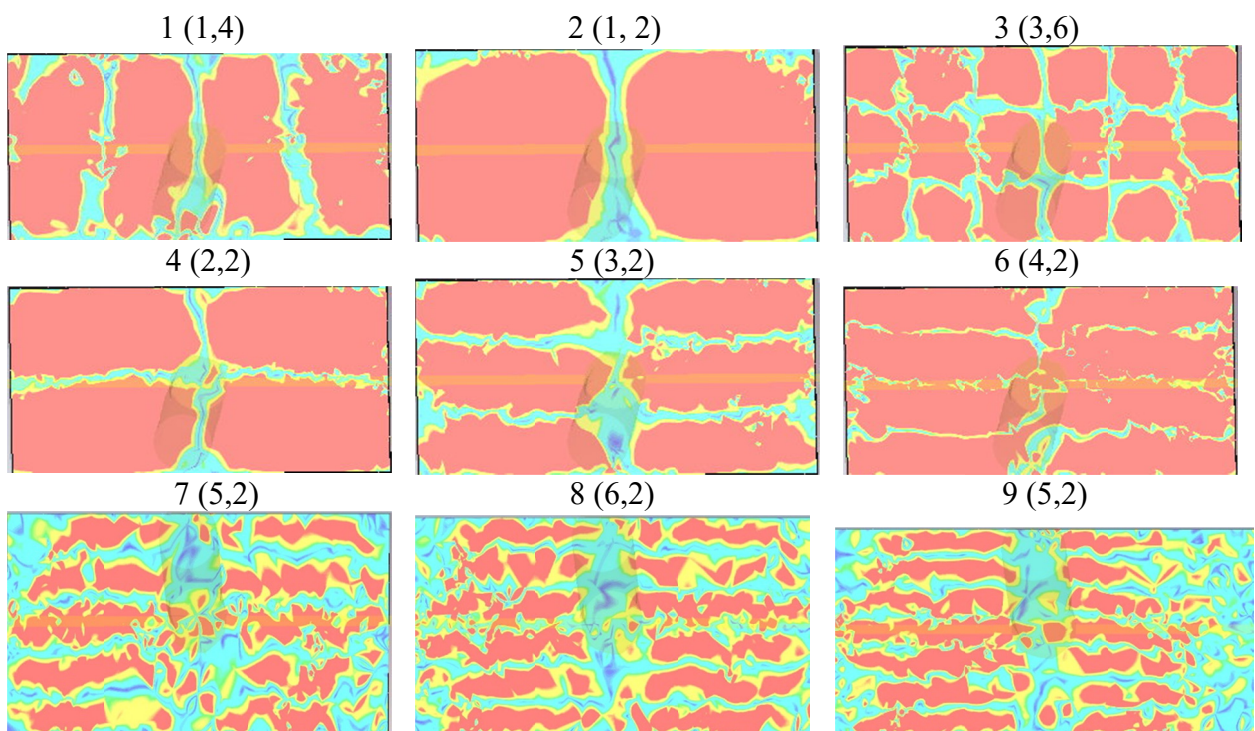
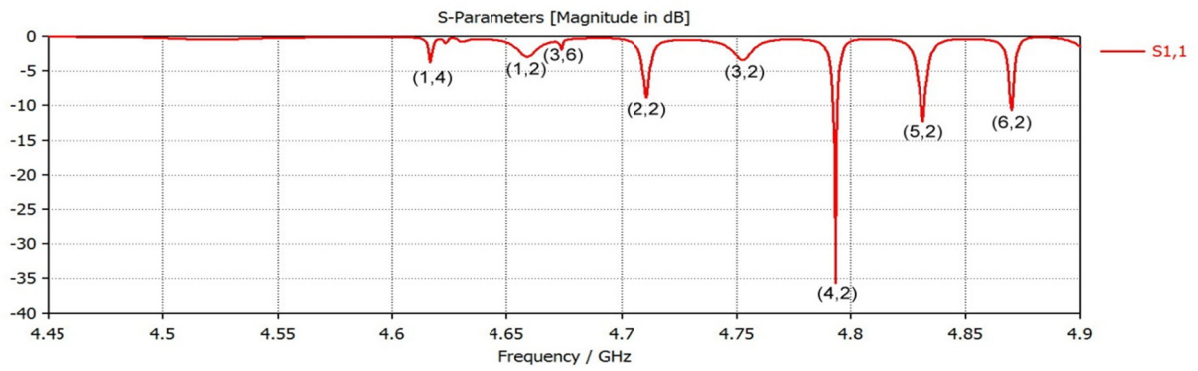


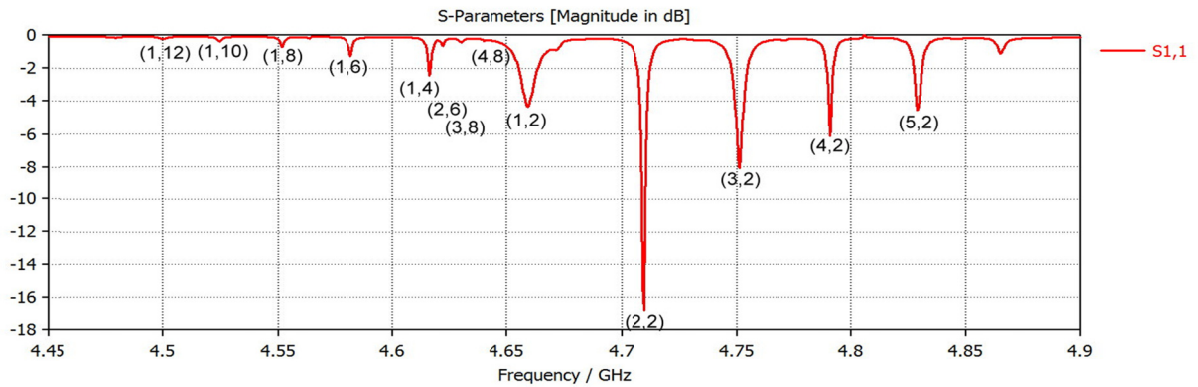
Рисунок 3 – Распределение модуля ВЧ магнитного поля мод, пронумерованных на рис. 2, и их идентификация

Для частотной зависимости обратных потерь S_{11} , показанной на рис. 2, когда поверхность пленки ЖИГ удалена от корокозамкнутого проводника перемычки возбудителя на расстояние $d = 0,1$ мм, на каждой из пронумерованных резонансных частот было проанализировано распределение модуля ВЧ магнитного поля

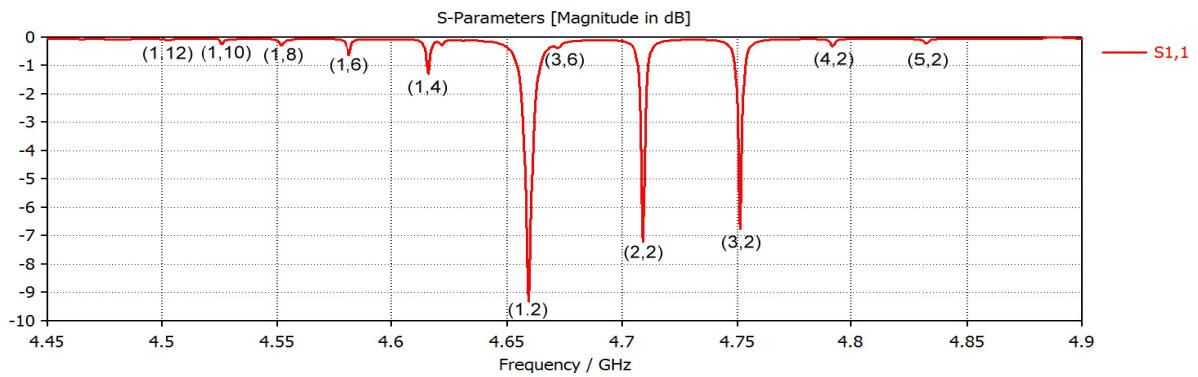
На рис. 3 изображены эти распределения модуля ВЧ магнитного поля. По ним проведена идентификация возбуждаемой серии мод по числу стоячих полуволн вдоль боковых сторон пленки ЖИГ. На рис. 4а-г у каждой резонансной частоты указана пара чисел n_z и n_y , обозначающая индексы моды.



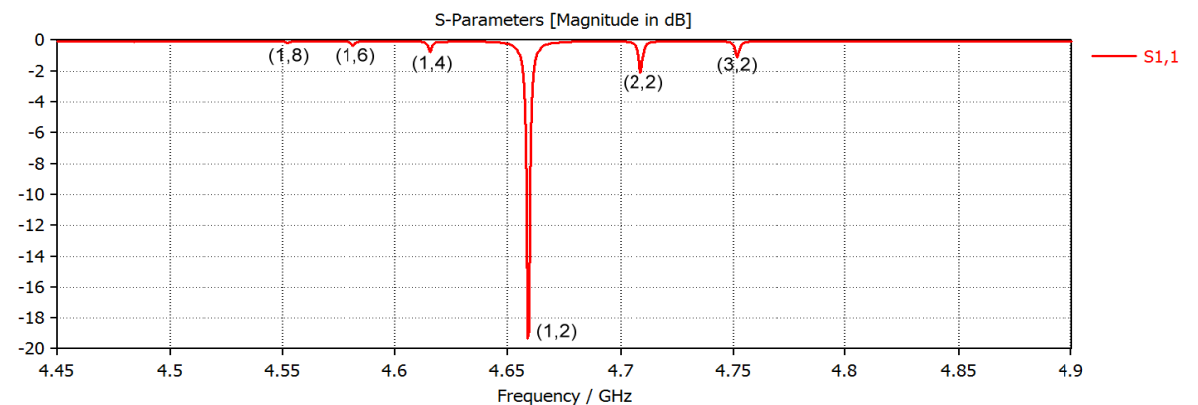
а



б



в



г

Рисунок 4 – Частотная зависимость S_{11} модели с идентифицированными модами при удалении возбудителя на 0,1 мм (а), 0,2 мм (б), 0,4 мм (в) и 0,6 мм (г)

Исследована зависимость числа эффективно возбуждаемых мод при удалении корокозамкнутого проводника перемычки возбудителя от поверхности пленки ЖИГ. На рис. 4 изображены частотные зависимости обратных потерь S_{11} для нескольких расстояний d . Видно, что, если при $d=0,1$ мм по уровню -4дБ возбуждаются 4 магнитостатических моды, то при $d=0.6$ мм всего одна.

Заключение

Таким образом, электродинамическим методом исследовано возбуждение магнитостатических мод в прямоугольной пленке ЖИГ короткозамкнутым коаксиальным возбудителем, у которого в отличие от конструкции, описанной в [1], тонкая линейная перемычка замыкается на обе стороны внешнего заземленного коаксиального цилиндра.

При постоянном магнитном поле, приложенном в плоскости прямоугольной пленки ЖИГ вдоль ее длины и параллельно перемычке между проводниками коаксиального возбудителя проведена идентификация возбуждаемых мод и рассмотрено влияние зазора между пленкой и возбудителем на обратные потери S_{11} возбуждаемых мод.

Список литературы

1. Kaur T., Venkata Bhyrava M.D., Olvera Cervantes J. and Corona-Chavez A. Ferromagnetic resonance measurement using a novel short circuited coaxial probe technique // Advanced Electromagnetic. 2017. Vol. 6, No. 1, pp. 41-45.

EXCITATION BY SHORT CIRCUITED COAXIAL TRANSDUCER OF MAGNETOSTATIC MODES IN A RECTANGULAR YTTRIUM IRON GARNET FILM

R.K. Babichev¹, G.V. Babicheva²

¹Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia

²Institute of Water Transport of G. Ya. Sedov, Rostov-on-Don, Russia

E-mail: 405092@mail.ru

The excitation of the magnetostatic modes in the iron-yttrium garnet film by a coaxial transducer, the thin linear jumper of which is closed on both sides of the grounded coaxial cylinder, is studied. The identification of excited magnetostatic modes was carried out by modeling and visualizing the distributions of a high-frequency magnetic field on resonant frequencies for different distances between the ferrite film and the transducer. The effect of the gap between the film and transducer for the inverse losses of the excited modes is considered.

Key words: iron-yttrium garnet, magnetostatic modes, coaxial transducer.

ДИФРАКЦИЯ СВЕРХНАПРАВЛЕННОГО ЛУЧА ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ НА СКВОЗНОМ ОТВЕРСТИИ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

А.Ю. Анненков¹, С.В. Герус¹, Э.Г. Локк¹, А.Б. Хутиева², А.В. Садовников²,
А.В. Луговской¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российской академии наук, Фрязино, Россия

²Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, Россия

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

Экспериментально и теоретически исследована дифракция сверхнаправленного луча поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в касательно-намагниченной ферритовой пластине для случая, когда длина падающей волны в несколько раз больше диаметра отверстия. Установлено, что в направлении распространения луча возникает новое физическое явление – сверхразрешение, заключающееся в том, что отчетливая тень от отверстия наблюдается на значительном расстоянии. Получено хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими результатами.

Ключевые слова: поверхностная спиновая волна, линейный преобразователь, дифракция, отверстие в ферритовой плёнке, визуализированная картина, сверхнаправленность, сверхразрешение.

Дифракционные явления для дипольных спиновых волн, называемых также магнитостатическими волнами [1], исследовались ранее в работах [2 – 9]. Так, в [5 – 7] аналитически решена задача по исследованию дифракционной расходимости ограниченного по ширине волнового пучка (луча) спиновой волны (СВ) с неколлинеарной ориентацией волнового вектора \mathbf{k} и вектора групповой скорости \mathbf{V} . Было показано, что угловая ширина луча, возбуждаемого линейным преобразователем либо щелью в непрозрачном экране, зависит не только от отношения длины СВ λ к длине возбудителя D (как в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости СВ в точке, соответствующей волновому вектору СВ. Была получена формула, описывающая угловую ширину луча в зависимости от параметров исходной СВ, анизотропной среды и возбудителя для случая $D \gg \lambda$, причём с помощью этой формулы можно вычислять угловую ширину луча не только для разных типов СВ, но и для волн иной природы в анизотропных средах и структурах [2]. Было найдено, что угловая ширина луча в анизотропных средах может быть не только больше или меньше величины λ/D , но может быть даже равна нулю, и поэтому для оценки угловой ширины лучей в анизотропных средах нельзя использовать известный критерий Рэлея для волн в изотропных средах.

Эксперименты, выполненные в соответствии с предсказаниями работ [5–7], показали, что угловая ширина луча для поверхностной и для обратной объёмной СВ в ферритовой пластине действительно может быть как больше, так и меньше величины λ/D , причём было реализовано сверхнаправленное

распространение для обеих типов СВ [8, 9]. Работы [5 – 9] существенно повысили интерес к исследованию дифракционных явлений в анизотропных средах. Ниже представлено экспериментальное и теоретическое исследование дифракции сверхнаправленного луча поверхностной СВ (ПСВ), возбуждаемой линейным преобразователем, на сквозном отверстии в ферритовой пластине.

Эксперименты по дифракции ПСВ были выполнены на плёнке железиттриевого граната (ЖИГ), использованной ранее в [10]. С помощью лазера в плёнке было сделано сквозное отверстие диаметром $d = 250$ мкм. Измерение параметров этой плёнки, выполненное на основе методик [11, 12], показало, что плёнка имеет толщину $s = 16.56$ мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1853$ Гс. Для исследования дифракции ПСВ плёнка была касательно намагничена однородным магнитным полем величиной $H_0 = 468$ Э. Схема геометрии эксперимента показана на рис. 1.

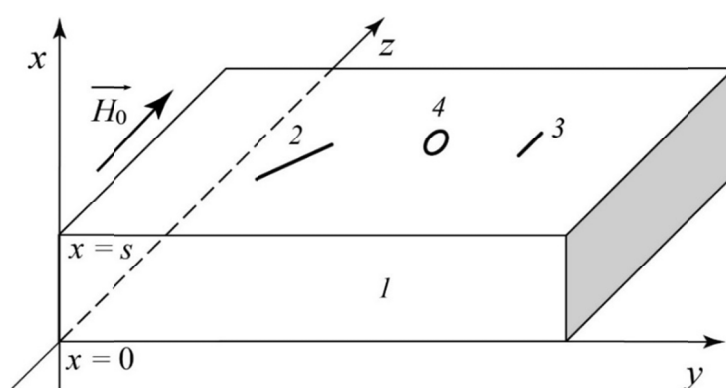


Рисунок 1 – Схема эксперимента:

1 – плёнка ЖИГ, 2 – линейный преобразователь, возбуждающий ПСВ, 3 – приёмный зонд длиной ~ 0.5 мм, способный перемещаться вдоль поверхности плёнки, 4 – сквозное отверстие в ферритовой пластине

Для определения ориентации преобразователя, возбуждающего ПСВ, были рассчитаны характеристики ПСВ для приведенных выше параметров плёнки и поля H_0 . В частности, были рассчитаны изочастотные зависимости ПСВ, зависимости угла ψ , под которым ориентирован вектор групповой скорости ПСВ \mathbf{V} , от угла φ , задающего ориентацию волнового вектора \mathbf{k} , а также зависимости относительной угловой ширины луча ПСВ σ от угла φ для случая $D \gg \lambda$. Зависимости $\sigma(\varphi)$, рассчитанные в соответствии с теорией [6], представлены на рис. 2. Напомним, что в соответствии с [6] по физическому смыслу величина σ является относительной угловой шириной луча, равной отношению абсолютной ширины луча $\Delta\psi$ к ширине аналогичного (при одинаковом отношении λ/D) луча в изотропной среде

$$\sigma = \frac{\Delta\psi}{\lambda/D}. \quad (1)$$

Таким образом, величина σ показывает, во сколько раз дифракционная расходимость луча (или абсолютная угловая ширина луча $\Delta\psi$) меньше (или больше), чем дифракционная расходимость аналогичного луча в изотропной среде (для изотропной среды $\sigma=1$, в соответствии с (1)).

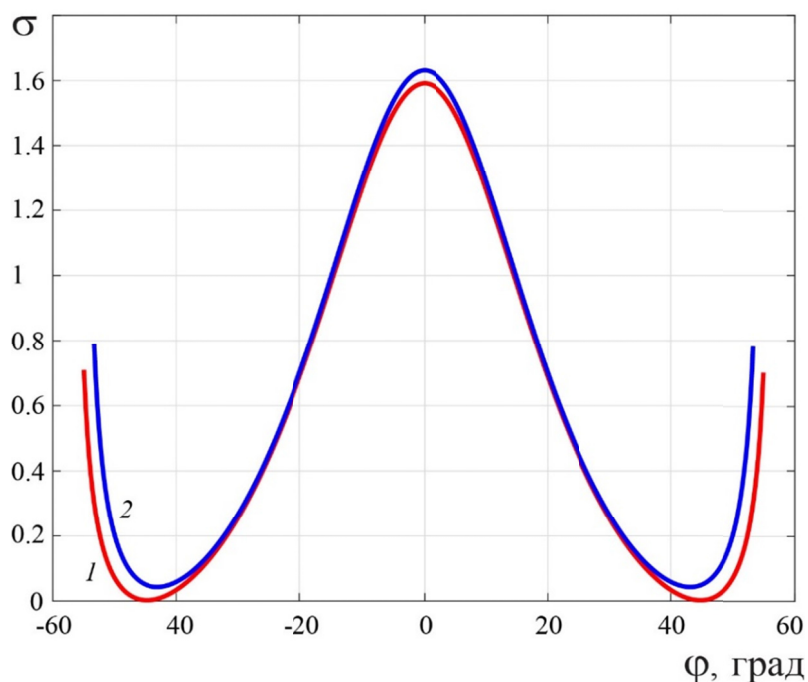


Рисунок 2 – Зависимости относительной угловой ширины дифракционного луча σ от угла φ для различных частот:
1 – 2987, 2 – 3015 МГц

Как видно из рис. 2, для данных параметров сверхнаправленное распространение ПСВ возникает на частоте $f = 2987$ МГц при ориентации волнового вектора под углами $\varphi_{s1} = 45^\circ$ или $\varphi_{s2} = -45^\circ$ к оси y . Поэтому, чтобы на данной частоте возбуждался сверхнаправленный луч ПСВ с ориентацией волнового вектора \mathbf{k}_{s1} под углом $\varphi_{s1} = 45^\circ$, возбуждающий преобразователь, имеющий ширину 15 мкм и длину $D = 5$ мм, был расположен на поверхности пленки под углом 45° к вектору \mathbf{H}_0 . При данной геометрии энергия ПСВ с частотой $f = 2987$ МГц будет переноситься в направлении вектора групповой скорости $\mathbf{V}_{s1}(f = 2987 \text{ МГц}, \varphi_{s1} = 45^\circ) = -30.45^\circ$, а энергия ПСВ с частотой $f = 3015$ МГц – под углом $\psi_{s1}(f = 3015 \text{ МГц}, \varphi_{s1} = 45^\circ) = -31.43^\circ$. Исходя из этого возбуждающий преобразователь был расположен на поверхности пленки так, чтобы луч, направленный из середины преобразователя к центру отверстия был направлен под углом $\psi_{s1} = -30.5^\circ$ вдоль вектора \mathbf{V}_{s1} (см. рис. 3). Следует отметить, что поскольку невозможно абсолютно точно измерить и учесть при расчетах все параметры пленки, то выполнить предварительные расчеты и реализовать рассчитанные геометрии на практике с абсолютной точностью тоже невозможно (например, при расчетах не учитывались поля одноосной и кубической анизотропии, существующие у реальной пленки).

В экспериментах визуализированные картины распределения энергии ПСВ в интервале частот 2970 – 3100 МГц измерялись методом зондирования [9, 13] для большой области пленки ЖИГ, расположенной вокруг отверстия. В результате, поскольку для лучей с разными частотами ориентации ψ вектора \mathbf{V} немного различались, то «точное попадание» узкого луча ПСВ на отверстие наблюдалось лишь для частоты $f = 3015$ МГц, для которой центр отверстия

оказался расположен в середине луча ПСВ. Визуализированная картина дифракции на отверстии луча ПСВ с частотой $f = 3015$ МГц показана на рис. 3.

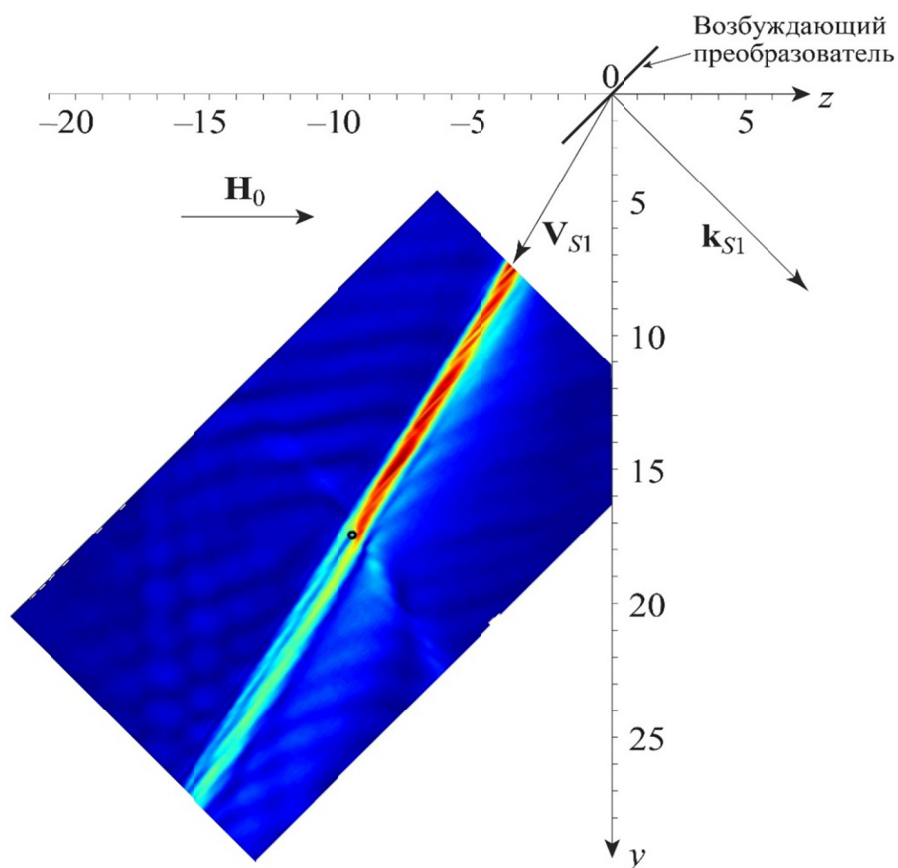


Рисунок 3 – Визуализированная картина дифракции сверхнаправленного луча ПСВ, возбуждаемого линейным преобразователем, на сквозном отверстии в пленке ЖИГ (для частоты ПСВ $f = 3015$ МГц). Цветовая гамма распределения ПСВ соответствует увеличению амплитуды волны от синего (малая амплитуда) до красного (большая амплитуда)

Луч ПСВ с частотой $f = 3015$ МГц при $\varphi_{s1} = 45^\circ$ имеет относительную угловую ширину $\sigma \sim 0.07$ (см. рис. 2), волновое число $k_{s1} = 78.18 \text{ см}^{-1}$ и длину волны $\lambda = 804$ мкм (то есть, $D/\lambda = 6.22 \gg 1$), поэтому на рис. 3 можно видеть узкий исходный луч с достаточно малой дифракционной расходимостью. В результате падения этого луча на отверстие шириной $d = 250$ мкм возникает отчётливая тень (за отверстием), наблюдающаяся на расстоянии L более 20 мм, причём расстояние L превышает диаметр d почти на два порядка.

Отметим, что в работе [10] аналогичная тень возникала при падении на отверстие ПСВ, возбуждаемой параллельным вектору \mathbf{H}_0 преобразователем, причем в этой работе энергия ПСВ, участвующая в формировании тени, была довольно малой (поскольку энергия ПСВ расплывалась по значительной части поверхности пленки из-за большой дифракционной расходимости исходного луча). В эксперименте, представленном на рис. 3, сразу выбрана такая ориентация преобразователя, при которой формируется слабо расходящийся луч, доставляющий от преобразователя к отверстию большую часть энергии ПСВ. Отметим, что если бы в поставленном эксперименте «точное попадание»

луча на отверстие имело бы место для частоты 2987 МГц, для которой $\sigma = 0$ при $\varphi_{s1} = 45^\circ$, то тень от отверстия, по-видимому, была бы еще более отчетливой.

Для подтверждения экспериментальных результатов были выполнены расчёты аналогичных визуализированных картин (то есть, распределения амплитуды ПСВ в плоскости ферритовой плёнки) на базе пакета программ MUMAX3 с помощью методики микромагнитного моделирования [14]. Распределение амплитуды (интенсивности) СВ рассчитывалось методом конечных разностей на основе уравнения Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме, предложенной Гильбертом. В итоге на основе данной методики также были получены двумерные картины, теоретически описывающие дифракцию ПСВ на сквозном отверстии в ферритовой плёнке, для приведенных выше параметров пленки и геометрии, при которой возбуждающий преобразователь ориентирован под углом 45° к вектору \mathbf{H}_0 . Расчеты были выполнены для сверхнаправленного луча ПСВ с частотой $f = 2987$ МГц (у которого $\sigma = 0$), падающего на сквозное отверстие диаметром 250 мкм. Выполненные численные расчеты подтвердили экспериментальные результаты и показали, что в результате дифракции на отверстии диаметром $d = 250$ мкм сверхнаправленного луча ПСВ с длиной волны $\lambda_{s1} = 1210$ мкм, превышающей размер отверстия в $\lambda_{s1}/d = 4.13$ раз, в направлении $\psi_{s1} = -30.45^\circ$ от отверстия шириной d возникает отчетливая тень на расстоянии $L \sim 20$ мм, причём расстояние L превышает диаметр отверстия в $L/d = 80$ раз. Для сравнения отметим, что если провести оценки с использованием критерия разрешимости Рэля для изотропных сред, то окажется, что в описанной выше ситуации тень от объекта наблюдаться не может.

Таким образом, благодаря наличию в ферритовой пластине направлений сверхнаправленного распространения волны в этих направлениях возникает новое физическое явление – сверхразрешение, заключающееся в том, что отчетливая тень от отверстия наблюдается на значительном расстоянии. То есть, угловое разрешение при наблюдении тени от отверстия оказывается во много раз меньше, чем аналогичное разрешение, полученное на основе оценок в соответствии с критерием разрешимости Рэля для изотропных сред.

Авторы благодарят за изготовление отверстия в ферритовой плёнке сотрудника АО НИИ "ФЕРРИТ-ДОМЕН" Иванова В.П.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V.19. №3/4. P. 308-320.
2. Стальмахов А.В. Дисс. ... доктора физ.-мат. наук (М.: ИРЭ АН СССР, 1992).
3. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. / Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.
4. Герус С.В. Дисс. ... доктора физ.-мат. наук (М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2010).

5. Lock E.H. On the Angular Width of Diffractive Beam in Anisotropic Media / Cornell University Library: <http://arxiv.org/abs/1112.3929>
6. Локк Э.Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // Успехи физических наук. 2012. Т.182. №12. С.1327-1343.
7. Локк Э.Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2015. Т.60. №1. С. 102-106.
8. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences. 2018. V.185. P. 02006-1 - 02006-3.
9. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters). 2018. V.123. №4. P.44003-p1 – 44003-p7.
- 10 Хутиева А.Б., Садовников А.В., Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г., Луговской А.В. Дифракция поверхностной спиновой волны с коллинеарной ориентацией групповой и фазовой скоростей на сквозном отверстии в ферритовой пластине / XXVIII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 27 ноября 2020 г., Москва, Россия. Сб. трудов С. 83. М: Изд. МЭИ, 2020.
11. Вороненко А.В., Герус С.В., Красножен Л.А. Метод измерения параметров гиромангнитных пленок // Микроэлектроника. 1989. Т.18. №1. С. 61-65.
12. Вашковский А.В., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Влияние наведенной одноосной анизотропии на доменную структуру и фазовые переходы пленок железоиттриевого граната // Физика твердого тела. 1999. Т. 41. №11. 2034-2041.
13. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. №5. С. 572-577.
14. Хутиева А.Б., Садовников А.В. Программа расчета дифракции поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине / Свидетельство гос. регистрации программы для ЭВМ №2020666510 от 10.12.2020.

DIFFRACTION OF SUPERDIRECTIONAL BEAM OF SURFACE SPIN WAVE AT THROUGH HOLE IN FERRITE PLATE

**A.Yu. Annenkov¹, S.V. Gerus¹, E.H. Lock¹, A.B. Khutieva², A.V. Sadovnikov²,
A.V. Lugovskoy¹**

¹Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia

²Saratov National Research State University named after N.G. Chernyshevsky, Russia, Saratov

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

The diffraction of a superdirectional beam of a surface spin wave by a through hole in a tangentially magnetized ferrite plate is studied experimentally and theoretically for the case when the incident wavelength is several times larger than the hole diameter. It has been found that a new physical phenomenon appears in the direction of beam propagation – superresolution, which consists in the fact that a distinct shadow from the hole is observed at a considerable distance. Good agreement was obtained between experimental and theoretical results.

Key words: surface spin wave, linear transducer, diffraction, hole in a ferrite film, visualized picture, superdirectivity, superresolution

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОБРАТНЫХ ОБЪЁМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН СО СЛАБОКОНТРАСТНЫМ МАГНОННЫМ КРИСТАЛЛОМ

С.В. Герус, А.Ю. Анненков, Э.Г. Локк

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия

E-mail: svg318@ire216.msk.su

Исследовано взаимодействие обратных объёмных спиновых волн со слабоконтрастным магنونным кристаллом. Обнаружен эффект брэгговской дифракции слабосходящегося луча этой волны на магنونном кристалле. С изменением частоты менялось направление как падающего луча, так и прошедших через магنونный кристалл порядков дифракции. Взаимодействие волны с кристаллом было настолько сильным, что произошло изменение формы лучей первого и нулевого порядка дифракции. В результате взаимодействия исходного луча с магنونным кристаллом обнаружено уширение и расслоение лучей нулевого и первого порядков дифракции на нитевидные лучики. В некоторой полосе частот наблюдалось одновременное непрохождение через магنونный кристалл не только луча нулевого, но и первого порядка дифракции.

Ключевые слова: обратная объёмная спиновая волна, дифракция, ферритовая плёнка, слабоконтрастный магنونный кристалл, распределение волн, Фурье анализ.

В последнее время большое внимание привлекает к себе проблема создания искусственных сред, которые обладая некоторыми известными, исходными свойствами в результате усложнения получают новые, дополнительные качества. Как известно в намагниченных ферритовых плёнках могут распространяться волны прецессии намагниченности – спиновые волны (СВ) [1]. Если создать в ферритовой плёнке периодическую структуру с периодом соизмеримым с длиной наблюдаемой СВ, то образуется новая среда – магنونный кристалл (МК) с характерными свойствами кристалла, но наложенными на специфические особенности ферритовой плёнки, такие, как анизотропия, наводимая полем подмагничивания, а также: нелинейная дисперсия, незамкнутость изочастотных кривых и невзаимность распространения СВ.

Ранее проводились работы по созданию магنونных кристаллов на системе периодических канавок в ферритовой плёнке [2], на металлических [3] решётках, ультразвуковых волнах [4] и т.д. Проводились работы, посвященные исследованию сильно контрастных магنونных кристаллов [5, 6]. Наиболее близкой к исследуемой в данном докладе тематике были работы [7-10], где проводились теоретические и экспериментальные исследования, посвященные исследованию поверхностных спиновых волн в слабоконтрастных магنونных кристаллах.

В данной работе излагаются результаты экспериментального исследования взаимодействия слабоконтрастного МК с обратными объёмными спиновыми волнами (ООСВ).

Необходимо отметить, что в том случае, когда ООСВ распространяется не вдоль поля подмагничивания они обладают свойством невзаимности,

которое выражается в том, что ООСВ с волновыми векторами, отклонёнными на одинаковые по абсолютной величине, но разные по знаку углы от поля подмагничивания по-разному распределены в толщине ферритового слоя, в котором они распространяются. Одни больше прилегают к одной поверхности, другие к другой. Этот эффект зависит от частоты и от номера моды ООСВ [11, 12]. Магنونный кристалл, в свою очередь, физически сформирован так, что амплитуда его собственного пространственно-периодического магнитного поля максимальна только на одной из поверхностей ферритового слоя. Поэтому задача исследования взаимодействия ООСВ с магнитным кристаллом разделяется на две – когда ООСВ и поле МК прилегают к разным поверхностям или к одной и той же поверхности ферритового слоя.

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования взаимодействия ООСВ со слабоконтрастным магنونным кристаллом для ориентации, когда поля обоих физических агентов примыкают к одной и той же поверхности ферритового слоя, а поэтому их взаимодействие и контрастность визуализации ООСВ максимальны.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве ферритового образца использовалась пленка ЖИГ толщиной 38.7 мкм с намагничённостью насыщения $4\pi M_0 = 1852$ Гс. Внешнее однородное поле имело величину $H_0 = 463$ Э. ООСВ возбуждались линейным преобразователем, длиной 5 мм в режиме слаборасходящегося луча. Это происходило при определённом направлении волнового вектора и в некотором диапазоне частот в соответствии с расчётами, выполненными на основе работы [13, 14]. Луч ООСВ возбуждался под углом примерно 130° к вектору поля подмагничивания. Этот угол, как и само распределение волны зависит от её частоты.

На пути распространения луча ООСВ с помощью стационарного пространственно-периодического магнитного поля создавался участок одномерного магنونного кристалла. Магنونный кристалл был изготовлен с помощью синусоидальной магнитной сигналограммы, записанной на тонкой высококоэрцитивной магнитофонной ленте, которая располагалась на поверхности ферритовой плёнки. Периодическое магнитное поле сигналограммы, слабое по сравнению с полем подмагничивания H_0 , создавало слабоконтрастный магنونный кристалл в ферритовой плёнке. Период сигналограммы был равен 810 мкм, что соответствовало значению вектора решётки $q = 77.6$ см⁻¹. Расположение кристалла показано на рис. 1 в виде прямоугольника, вектор решётки параллелен оси Y и однородному подмагничивающему полю H_0 . Благодаря такому положению МК в некотором диапазоне частот выполнялись условия брэгговской дифракции ООСВ на решётке кристалла. Это, во-первых, закон сохранения энергии (частоты) из-за того, что пространственно-периодическое магنونного кристалла стационарно во времени:

$$f(\mathbf{k}_i) = f(\mathbf{k}_r), \quad (1)$$

где $f(\mathbf{k}_i)$ – частота и вектор волны, падающей на кристалл, $f(\mathbf{k}_r)$ – частота и вектор волны, протифрагированной на кристалле. Во-вторых, это закон сохранения импульса

$$\mathbf{k}_r = \mathbf{k}_i + \mathbf{q}, \quad (2)$$

где \mathbf{q} – вектор решётки магнетонного кристалла. Последнее соотношение является аналогом условия Брэгга-Вульфа для рассеяния рентгеновских лучей на обычном кристалле.

Для уточнения вида дифракции, возникающей при рассеянии ООСВ на магнетонном кристалле была проверена величина волнового параметра, введённого в [9], аналогичного тому который используется в акустооптике:

$$Q = \frac{|\mathbf{q}|^2 L}{|\mathbf{k}_i|}, \quad (3)$$

где L – ширина магнетонного кристалла. Для осуществления брэгговской дифракции ООСВ на магнетонном кристалле экспериментально реализуемая ситуация должна удовлетворять условию $Q \gg 1$. При $Q \ll 1$ рассеяние ООСВ на магнетонном кристалле будет соответствовать случаю раман-натовской дифракции. В реализуемом на эксперименте случае $|\mathbf{q}| \sim |\mathbf{k}_i| \sim 80 \text{ см}^{-1}$, $L = 0.4 \text{ см}$, следовательно величина Q приблизительно равна $32 \gg 1$. То есть условия для дифракции Брэгга соблюдены.

Измерение картины распределения ООСВ по всей поверхности ферритовой пленки осуществлялось сканирование поверхности пленки зондом, выполненном в виде короткой приёмной антенны. Измерения проводились в том числе и в зоне существования МК. Чтобы не смещать зондом магнитную сигналограмму при его перемещении весь образец вместе с сигналограммой был покрыт тонкой диэлектрической плёнкой, не мешающей процессу измерения. Результаты экспериментов представлены на рис. 1 в виде распределений модуля комплексной амплитуды ООСВ и её реальной части по поверхности плёнки ЖИГ. Амплитуда ООСВ показывает уровень концентрации энергии ООСВ и направление распространения энергии в данном месте, а реальная (или мнимая) компонента показывает волновые фронты и даёт представление о направлении фазовой скорости волн.

На рис. 1 показаны распределения модуля комплексной амплитуды ООСВ. Волны возбуждались антенной и распространялись в виде луча в направлении МК, изображённого в виде прямоугольника. В области низких частот (рис. 1а) исходный луч ООСВ имеет несколько фронтов и после взаимодействия с МК часть луча проходит через него образуя дифракционный максимум нулевого порядка, а другая часть отклоняется, образуя луч первого дифракционного максимума.

С увеличением частоты и, следовательно, уменьшением волнового числа ориентация падающего луча меняется. Угол луча относительно магнитного поля растёт от 122° при 2800 МГц (рис. 1а) до 116° при 2900 МГц (рис. 1г). В диапазоне частот 2850 – 2870 МГц оба продифрагировавших луча практически пропадают, на рис. 1б видны их слабые следы. При этом падающий на МК луч ООСВ становится слабо неоднородным по своей длине. С дальнейшим увеличением частоты (рис. 1в) падающий луч становится похож на однородную нить, без продольной неоднородности, дифракционные порядки после МК опять появляются, но первый порядок делается шире нулевого. Оба

дифракционных луча состоят из отдельных однородных продольных нитевидных лучей. С увеличением частоты (рис. 1г) эта тенденция сохраняется, хотя нитевидных лучей становится больше и их контрастность падает.

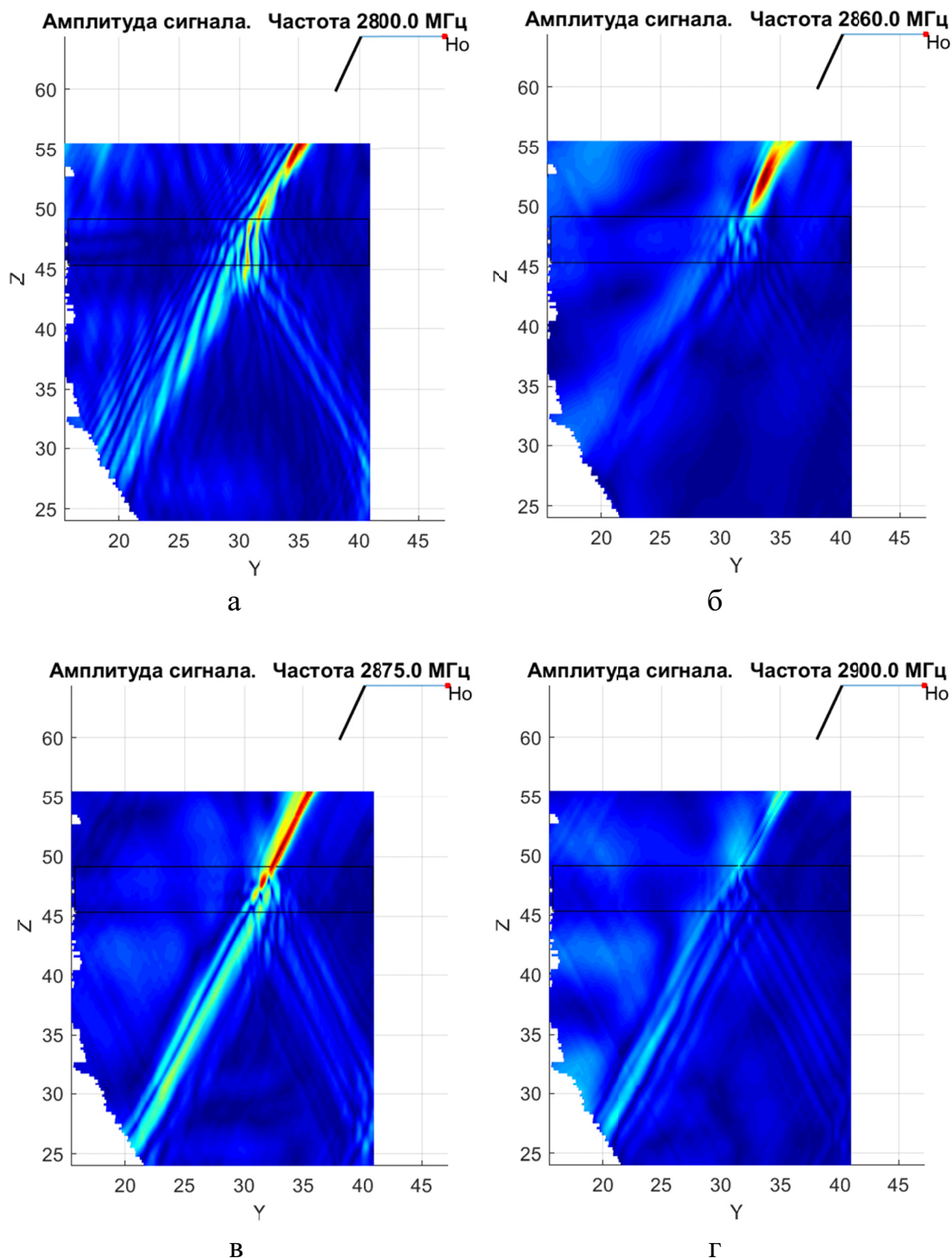


Рисунок 1 – Визуализированные распределения модуля комплексной амплитуды ООСВ в плоскости ферритовой плёнки при разных частотах: 2800 (а), 2860 (б), 2875 (в), 2900 (г) МГц. Прямоугольник показывает расположение МК, её вектор решётки направлен вдоль длинной стороны прямоугольника, период равен 810 мкм; черный отрезок повернутый на -25° относительно оси Z – возбуждающую ООСВ антенну, H_0 – направление поля подмагничивания

Фурье анализ полученных картин не даёт возможности исчерпывающе исследовать дисперсионные характеристики продифрагировавших лучей. Это связано, по-видимому, с сильным расслоением лучей 0-ого и 1-го порядков дифракции, вследствие чего их фронты перестают быть плоскими и эти волны сложно уже моделировать разложением в интеграл Фурье по плоским волнам. Неоднородность по ширине каждой нити луча становится большой и эффективное волновое число включает в себя именно эту неоднородность, а в продольном направлении луча при частотах выше 2860 МГц (рис. 1в, 1г) волна перестаёт быть периодической, она делается практически однородной.

Кроме того, данные исследования проводились на сравнительно толстой плёнке ЖИГ, толщиной около 39 мкм. ООСВ в таких плёнках возбуждается лучше, чем в более тонких плёнках. Но в более толстых плёнках при их росте происходит расслоение плёнки по толщине с близкими, но разными магнитными параметрами слоёв. Предварительные исследования показали, что количество слоёв в изучаемой плёнке было не менее 5. Это обстоятельство значительно усложняет трактовку результатов Фурье анализа полученных для лучей ООСВ нитевидной формы.

Таким образом, было исследовано взаимодействие обратных объёмных спиновых волн со слабоконтрастным магнетонным кристаллом для такой взаимной ориентации, когда поля волны и кристалла примыкают к одной и той же поверхности ферритового слоя, а поэтому их взаимодействие и контрастность визуализации ООСВ максимальны. Обнаружен эффект брэгговской дифракции слаборасходящегося луча ООСВ на магнитном кристалле. С частотой менялось направление как падающего луча, так и прошедших через магнитный кристалл порядков дифракции. Взаимодействие ООСВ с кристаллом было настолько сильным, что произошло изменение формы лучей первого и нулевого порядка дифракции. Обнаружено уширение и расслоение на нити лучей нулевого и первого порядков дифракции ООСВ в результате взаимодействия луча ООСВ с магнетонным кристаллом, что привело к изменению дисперсионных свойств ООСВ. В полосе частот от 2850 до 2870 МГц наблюдалось одновременное непрохождение через магнетонный кристалл не только луча нулевого, но и первого порядка дифракции.

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V.19. №3/4. P. 308-320.
2. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Плесский В.П. Отражение поверхностных магнитостатических волн от периодически неровного участка поверхности феррита. // Радиотехника и электроника.- 1981. Т. 26. № 11. С. 2282-2290.
3. Owens J.M., Smith C.V., Mears T.S. Magnetostatic wave reflective array filters.// IEEE MTT-S.- Intern. Microwave Symp. Digest. 1979. P. 154- 156.
4. Гуляев Ю.В., Медведь А.В., Крышталь Р.Г., Сорокин В.Г. Неупругое рассеяние поверхностных магнитостатических волн на ПАВ в монолитной структуре ЖИГ- ГГГ. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 9. С. 502-507.
5. Высоцкий С.Л., Кожевников А.В., Казаков Г.Т., Никитов С.А., Филимонов Ю.А. Параметрическая неустойчивость поверхностных магнитостатических волн в двумерных

- магнонных кристаллах. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2007. Т. 15. № 3. С. 58-73
6. Банков С.Е., Никитов С.А. Рассеяние поверхностных магнитостатических волн на щелевых периодических решетках / Радиотехника и электроника. 2008. Т. 53. № 5. С. 545-552.
7. Герус С.В., Харитонов В.Д. Поверхностные магнитостатические волны в пространственно-периодическом магнитном поле. / ФММ. 1984. Т. 58, № 6. С. 1069-1075.
8. Вороненко А.В., Герус С.В. Взаимодействие поверхностных магнитостатических волн с пространственно-периодическим магнитным полем. // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. №. 12. С. 746-748.
9. Герус С.В. Магнитостатические волны в пространственно-периодических и двумерно-неоднородных магнитных полях. / Диссертация и Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва – 2010.
10. А.Ю. Анненков, С.В. Герус Дисперсионные свойства магнонного кристалла с невзаимностью. // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1091–1094
11. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых пленках // Успехи физических наук. 2006. Т.176. №4. С. 403-414.
12. Локк Э.Г. Невзаимные свойства обратных спиновых волн // Радиотехника и электроника. 2020. Т.65. №3. С. 267-276.
13. Локк Э.Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // Успехи физических наук. 2012. Т.182. №12. С.1327-1343.
14. Локк Э.Г. Угловая ширина волнового пучка обратной спиновой волны, возбуждаемой линейным преобразователем в ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2015. Т.60. №1. С. 102-106.

INTERACTION OF BACKWARD VOLUME SPIN WAVES WITH A LOW-CONTRAST MAGNONIC CRYSTAL

S.V. Gerus, A.Yu. Annenkov, E.H. Lock

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia

E-mail: svg318@ire216.msk.su

The interaction of backward volume spin waves with a low-contrast magnon crystal is investigated. The effect of Bragg diffraction of a low-diverging beam of this wave on a magnonic crystal is discovered. With a change in frequency, the direction of both the incident beam and the diffraction orders that passed through the magnonic crystal changed. The interaction of the wave with the crystal was so strong that the shape of the beams of the first and zero diffraction orders changed. As a result of the interaction of the initial beam with the magnonic crystal, broadening and stratification of the beams of the zero and first orders of diffraction into filamentary beams was observed. In a certain frequency band, not only a beam of the zero, but also the first order of diffraction did not pass through the magnonic crystal simultaneously.

Key words: backward volume spin wave, diffraction, ferrite film, low-contrast magnon crystal, wave distribution, Fourier analysis

О ВОЗМОЖНОСТИ НЕИСКАЖЕННОЙ ПЕРЕДАЧИ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ-ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ

Э.Г. Локк, С.В. Герус, А.Ю. Анненков

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия

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

Исследованы характеристики поверхностной спиновой волны, распространяющейся перпендикулярно направлению однородного магнитного поля в касательно-намагниченной плоско-параллельной структуре металл-феррит-диэлектрик-металл. Установлено, что при определенных параметрах структуры на дисперсионной зависимости этой волны возникают квазилинейные участки, которые могут обеспечить неискажённую передачу полезного сигнала, модулирующего поверхностную спиновую волну.

Ключевые слова: структура металл-феррит-диэлектрик-металл, поверхностная спиновая волна, квазилинейный участок дисперсионной зависимости, неискажённая передача полезного сигнала.

В касательно намагниченной ферритовой пластине могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями дипольные спиновые волны (СВ), впервые описанные в магнитостатическом приближении в работе [1]. Несмотря на разнообразие физических эффектов, наблюдающихся при распространении СВ [2], разработка и применение приборов с использованием СВ не получили заметного распространения в технике СВЧ по ряду причин, одной из которых является нелинейный характер дисперсионных зависимостей СВ в свободной ферритовой пластине и структурах на ее основе. Ниже исследована возможность линеаризации дисперсионных зависимостей СВ с помощью расположения вблизи поверхностей ферритовой пластины металлических плоскостей.

Очевидно, что наиболее простой и реализуемой на практике структурой является геометрия, в которой над ферритовой пластиной расположена металлическая поверхность, параллельная плоскости пластины, а между ферритом и металлом имеется зазор воздуха (или вакуума) шириной d (см. рис. 1 при $w \rightarrow \infty$). Пусть в данной структуре металл-диэлектрик-феррит (МДФ) в направлении оси y распространяется поверхностная СВ (ПСВ) с частотой $\omega = 2\pi f$ и волновым числом k_y . Как показали расчеты [3], дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ в данной структуре могут иметь точки перегиба, в которых $\partial^2 \omega / \partial k_y^2 = \partial U / \partial k_y = 0$, где U – величина групповой скорости ПСВ.

Как было показано в работе [4], расстояние S , которое полезный сигнал, модулирующий ПСВ с частотой f_0 , может пробежать в такой структуре вдоль оси y без искажений (сохраняя свою форму), ограничено условием

$$\left| \frac{\pi}{U} \frac{\partial U}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} S \ll 1, \quad (1)$$

в которое входят модуль U вектора групповой скорости модулируемой волны, длина модулируемой волны $\lambda_0 = 2\pi/k_{y0}$ и значение производной $\partial U/\partial\lambda$, вычисляемое при $\lambda = \lambda_0$.

В работе [5] было предложено записать условие (1) в виде $S \ll S_{cr}$, где критическое расстояние S_{cr} вычисляется по формуле

$$S_{cr} = \frac{2}{k_y^2} \left| \frac{\frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}}}{\frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}} \right| \quad \text{или} \quad \frac{S_{cr}}{\lambda} = \frac{1}{\pi k_y} \left| \frac{\frac{\partial \omega}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{y0}}}{\frac{\partial^2 \omega}{\partial k_y^2} \Big|_{k_y=k_{y0}}} \right|, \quad (2)$$

которую определяют характеристики дисперсионной зависимости среды.

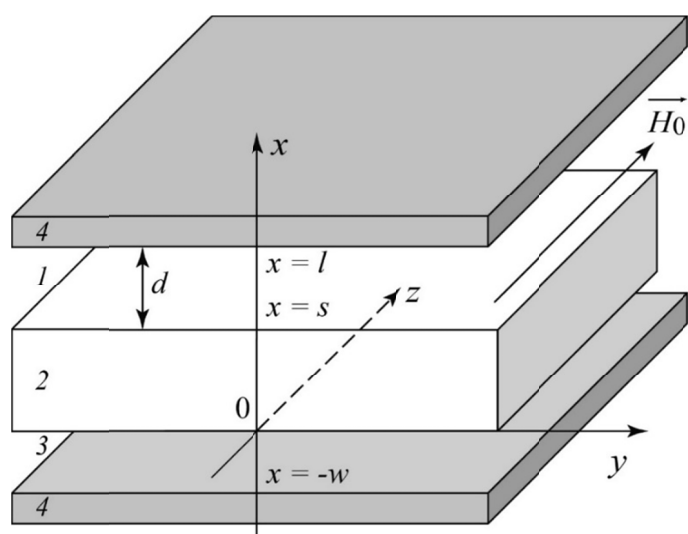


Рисунок 1 – Геометрия задачи: 1, 3 – промежутки диэлектрика (или вакуума), 2 – ферритовая пластина, 4 – идеально проводящий металл

На практике удобно рассчитывать не абсолютные значения величины S_{cr} , а отношение S_{cr}/λ , которое показывает, сколько длин волн λ может пробежать полезный сигнал, сохраняя свою форму (оставаясь практически неискажённым) при различных значениях волнового числа k_y и соответствующих значениях несущей частоты f модулируемой волны. Формулы (1) – (3) справедливы для волн различной природы в анизотропных средах и структурах.

Очевидно, что если ПСВ имеет частоту f или волновое число k_y , соответствующее одной из точек перегиба (в которой $\partial^2 \omega / \partial k_y^2 = 0$), то, в соответствии с (3), при модуляции этой ПСВ полезным сигналом отношение $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$. Как показано в [3], в структуре МДФ вблизи таких значений k_y и f возникают небольшие интервалы волнового числа шириной 5–10 см⁻¹ и интервалы частоты шириной 3–10 МГц, которые можно использовать при разработке спинволновых приборов для реализации неискаженной передачи полезного сигнала.

Казалось бы, изменяя толщину диэлектрика d в структуре МДФ, можно добиться более близкого расположения точек перегиба друг к другу и таким способом увеличить указанные интервалы волнового числа и частоты. Действительно, при изменении толщины диэлектрика d точки перегиба немного приближаются друг к другу, но затем опять начинают удаляться друг от друга [3]. В итоге, при наибольшем сближении точек перегиба мы имеем между ними отношение S_{cr}/λ порядка 12, хотя в самих точках перегиба $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$. Таким образом, в структуре МДФ не удастся заметно увеличить интервалы волнового числа и частоты, в которых можно было бы иметь отношение S_{cr}/λ , например, больше 50 или 100.

Можно предположить, что для «сближения» точек перегиба следует выбрать структуру, имеющую более сложное дисперсионное уравнение и не один варьируемый параметр, а больше. То есть, необходимо исследовать, например, изменение отношения S_{cr}/λ в структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл (МДФДМ), где можно варьировать два параметра – d и w (см. рис. 1). Дисперсионные зависимости ПСВ, распространяющихся в структуре МДФДМ вдоль оси y , исследовались ранее как с использованием магнитостатического приближения [6 – 9], так и без него [10]. Опираясь на полученные результаты, можно подобрать такие параметры структуры МДФДМ, при которых дисперсионная зависимость ПСВ будет иметь квазилинейные участки. Рассмотрим ниже наиболее простой случай структуры МДФДМ, у которой $d = 0$, то есть, рассмотрим структуру МФДМ. Дисперсионные зависимости для такой структуры, рассчитанные для величины $H_0 = 300$ Э, толщины пластины $s = 10$ мкм и намагниченности пластины $4\pi M_0 = 1750$ Гс, показаны на рис. 2. Ниже представлены также зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа ПСВ k_y (рис. 3). Расчеты, представленные на рис. 2 и 3, выполнены без использования магнитостатического приближения на основе дисперсионного уравнения, полученного в [10].

Как видно из рис. 2 и 3 при приближении снизу к ферритовой пластине второй металлической поверхности, характеристики ПСВ изменяются таким образом, что при толщине диэлектрика w примерно 6 – 9 мкм на дисперсионной зависимости волны $f(k_y)$ вблизи малых значений k_y возникает квазилинейный участок, на котором ПСВ имеет почти постоянное значение групповой скорости U в более широком интервале частот и волновых чисел, чем при других значениях w (см. кривые 2 и 3 на рис. 2). Такая трансформация зависимости $f(k_y)$ возникает из-за того, что при $w \sim 6 - 9$ мкм две точки, в которых отношение $S_{cr}/\lambda \rightarrow \infty$, оказываются расположены достаточно близко друг к другу (см. кривые 2 и 3 на рис. 3), что и позволяет увеличить интервал волновых чисел Δk_y и интервал частоты Δf , в которых $S_{cr}/\lambda > 100$, до значений порядка 130 см^{-1} и 130 МГц соответственно, то есть, увеличить эти интервалы на порядок по сравнению со структурой МДФ, исследованной в [3].

Следует, однако, отметить, что внутри интервалов Δk_y и Δf находится небольшой участок дисперсионной зависимости (вблизи начальной части спектра ПСВ, где $k_y \sim 1 \text{ см}^{-1}$ и меньше), внутри которого дисперсионное уравнение, описывающее ПСВ без магнитостатического приближения, не имеет

решений [10]. Этот факт необходимо учитывать при проектировании приборов спинволновой электроники с использованием структуры МДФДМ (зависимости ПСВ на рис. 2 и 3 представлены в таком масштабе, что эти участки не заметны).

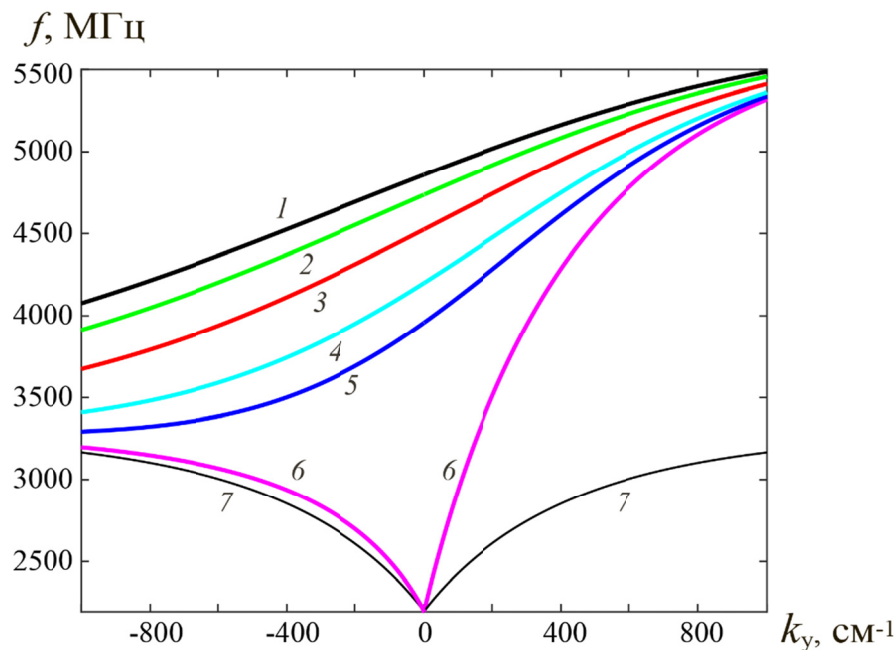


Рисунок 2 – Дисперсионные зависимости ПСВ $f(k_y)$ в структуре МДФДМ при $d = 0$ и следующих значениях толщины диэлектрика w : 5, 6, 8, 12, 16 мкм и ∞ (кривые 1 – 6). Показана также дисперсионная зависимость для свободной ферритовой пластины (кривая 7)

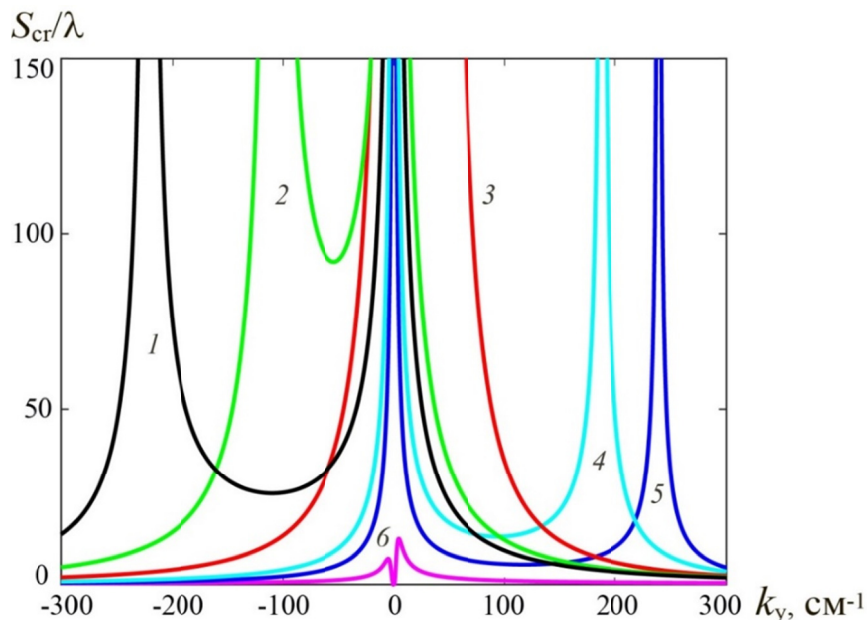


Рисунок 3 – Зависимости отношения S_{cr}/λ от волнового числа k_y для поверхностной спиновой волны в структуре МДФДМ при $d = 0$ и следующих значениях толщины диэлектрика w : 5, 6, 8, 12, 16 мкм и ∞ (кривые 1 – 6)

Таким образом, установлено, что при определенных параметрах структуры МДФДМ на дисперсионной зависимости ПСВ возникают квазилинейные участки, которые могут обеспечить неискажённую передачу полезного сигнала с помощью ПСВ.

Исследование выполнено за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

Список литературы

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V.19. №3/4. P. 308-320.
2. Локк Э.Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 4. С. 397-417.
3. Герус С. В., Локк Э. Г., Анненков А. Ю. Групповая скорость поверхностных спиновых волн в структуре феррит-диэлектрик-металл // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84. №2. С. 178-180.
4. Манделъштам Л.И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике / М.: Наука, 1972. 440 с.
5. Локк Э.Г. О применимости понятия «групповая скорость» при описании поверхностной спиновой волны // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. №8. С. 1080-1084.
6. Yukawa T., Yamada J., Abe K., Ikenoue J. Effects of Metal on the Dispersion Relation of Magnetostatic Surface Waves // Japanese Journal of Applied Physics. 1977. Vol.16. №12. P. 2187-2196.
7. Локк Э. Г. Влияние «магнитной стенки» и проводящей плоскости на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. №2. С. 202-210.
8. Анненков А. Ю., Герус С. В., Локк Э. Г. Характеристики поверхностных спиновых волн в структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл. // Известия РАН. Серия физическая. 2018. Т. 82. №8. С. 1037-1040.
9. Локк Э. Г., Анненков А. Ю., Герус С. В. Характеристики поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл-диэлектрик-феррит-диэлектрик-металл. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. №10. С. 1089-1098.
10. Локк Э. Г. Спиновые волны в структуре диэлектрик-феррит-диэлектрик, граничащей с «магнитными стенками» или идеальными проводниками (на основе уравнений Максвелла) // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59. №7. С. 711- 721.

ON THE POSSIBILITY OF UNDISTORTED TRANSMISSION OF USEFUL SIGNAL USING SURFACE SPIN WAVES IN A METAL-FERRITE-DIELECTRIC-METAL STRUCTURE

E.H. Lock, S.V. Gerus, A.Yu. Annenkov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia

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

The characteristics of a surface spin wave propagating perpendicular to the direction of a uniform magnetic field in a tangentially magnetized plane-parallel metal-ferrite-dielectric-metal structure are investigated. It is found that, at certain structural parameters, there are appeared quasilinear pieces on the dispersion dependence of this wave, that can provide undistorted transmission of the useful signal modulating the surface spin wave.

Key words: metal-ferrite-dielectric-metal structure, surface spin wave, quasi-linear piece of the dispersion dependence, undistorted transmission of the useful signal.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН КООКСИАЛЬНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО- ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

М.Д. Атоев, Р.К. Бабичев, И.И. Натхин

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: atoev.martiros@yandex.ru

Рассмотрено возбуждение магнитостатических волн в пленке железо-иттриевого граната короткозамкнутым коаксиальным преобразователем, тонкая линейная перемычка которого соединяет центральный проводник с внешним заземленным коаксиальным цилиндром. Измерены частотные зависимости обратных потерь для пленок железо-иттриевого граната разной толщины при различной ориентации перемычки преобразователя относительно направления приложенного внешнего постоянного магнитного поля.

Ключевые слова: железо-иттриевый гранат, магнитостатические волны, коаксиальный преобразователь.

Введение

В разрабатываемых устройствах спинволновой электроники СВЧ возбуждение магнитостатических волн может быть осуществлено с помощью отрезков копланарной, микрополосковой, щелевой и других распределенных линий передачи. При возбуждении магнитостатических мод в ферритовых пленках прямоугольной формы свойства этих образцов пленок определяются методом ферромагнитного резонанса с помощью коаксиальных зондов различных типов. Так, в качестве возбудителя магнитостатических мод может быть использован короткозамкнутый коаксиальный зонд, конструкция которого представлена в работе [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования короткозамкнутого коаксиального преобразователя, отличающегося от описанного в [1] размерами линейной перемычки, при различных расстояниях от перемычки до поверхности пленок железо-иттриевого граната толщиной 11,87 мкм и 23,9 мкм.

1. Короткозамкнутый коаксиальный преобразователь с линейной перемычкой

Рассмотрим результаты экспериментального исследования возбуждения магнитостатических волн (МСВ) коаксиальным возбудителем при двух ориентациях короткозамкнутой линейной перемычки относительно направления приложенного постоянного магнитного поля.

При измерениях использовались пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ) со следующими параметрами: намагниченность насыщения $4\pi M = 1750$ Гс, ширина линии ФМР $\Delta H = 0,1$ Э. Пленки ЖИГ выращены на подложке галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) толщиной 0,5 мм. Размеры двух

прямоугольных образцов пленки ЖИГ: длина 11 мм, ширина 6 мм у пленки толщиной 11,87 мкм и длина 18 мм, ширина 2 мм у пленки толщиной 23,9 мкм. Внешнее постоянное магнитное поле $H_{DC} = 1200$ Э приложено в плоскости пленки поперёк ее длины.

Отрезок коаксиальной линии преобразователя содержал медные внутренний проводник радиусом 0,65 мм, внешний цилиндр радиусом 1,45 мм, пространство между которыми было заполнено диэлектриком с диэлектрической проницаемостью, равной 2,16. Размеры линейной перемычки: длина 1,45 мм, ширина 0,03 мм, толщина 0,02 мм.

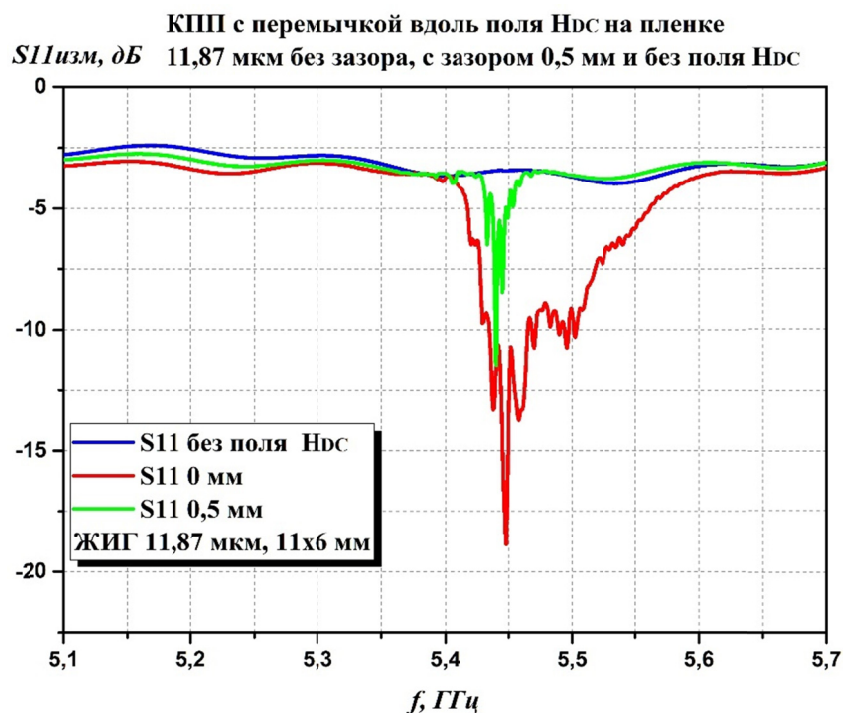
Преобразователь, представляющий собой коаксиально-полосковый переход (КПП, SMA) с линейной перемычкой, соединяющей внутренний проводник коаксиальной линии с внешним цилиндром, располагался над центром прямоугольной плёнки ЖИГ. Линейная перемычка была направлена в плоскости прямоугольной пленки ЖИГ. Перемычка располагалась параллельно или перпендикулярно постоянному магнитному полю H_{DC} . При измерениях перемычка коаксиального возбудителя находилась на расстоянии $d = 0$ мм или $d = 0,5$ мм от поверхности пленки ЖИГ.

На рис. 1 представлена частотная зависимость измеренных обратных потерь $S_{11изм}$ (коэффициента отражения в дБ) короткозамкнутого КПП преобразователя, перемычка которого параллельна ширине пленки ЖИГ и направлению постоянного магнитного поля H_{DC} . Из рис. 1а и рис. 1б следует, что ширина полосы эффективного возбуждения МСВ при увеличении расстояния между перемычкой и поверхностью пленки ЖИГ от $d = 0$ мм до $d = 0,5$ мм значительно уменьшается. При перемычке, параллельной постоянному магнитному полю H_{DC} , на расстоянии $d = 0$ мм максимальное возбуждение МСВ у пленки ЖИГ толщины 11,87 мкм на частоте 5,448 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -18,88 дБ (рис. 1а). При толщине пленки ЖИГ 23,9 мкм максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,381 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -41,8 дБ (рис. 1б).

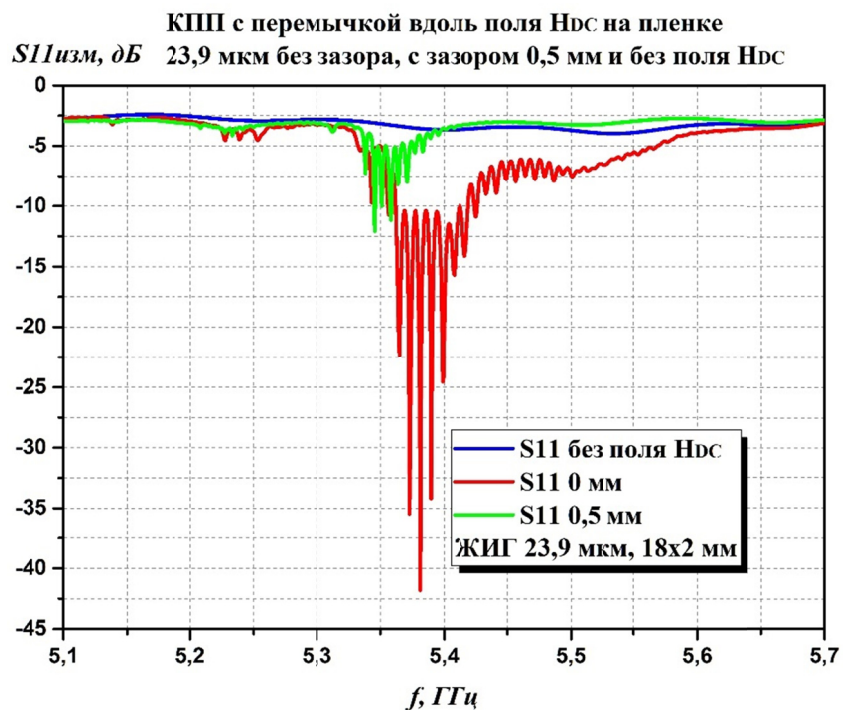
На рис. 2 представлена частотная зависимость измеренных обратных потерь $S_{11изм}$ короткозамкнутого КПП преобразователя, перемычка которого перпендикулярна ширине пленки ЖИГ и направлению постоянного магнитного поля H_{DC} . Из рис. 2а и 2б следует, что ширина полосы эффективного возбуждения МСВ при увеличении расстояния между перемычкой и поверхностью пленки ЖИГ от $d = 0$ мм до $d = 0,5$ мм значительно уменьшается. При перемычке, перпендикулярной магнитному полю H_{DC} , на расстоянии $d = 0$ мм максимальное возбуждение МСВ у пленки ЖИГ толщиной 11,87 мкм на частоте 5,4129 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -33,88 дБ (рис. 2а). При толщине пленки ЖИГ 23,9 мкм максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,238 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -16,8 дБ (рис. 2б).

Сравнение экспериментальных частотных зависимостей обратных потерь короткозамкнутого КПП преобразователя при возбуждении МСВ в пленке ЖИГ длиной 11 мм, шириной 6 мм и толщиной 11,87 мкм без диэлектрической прокладки между преобразователем и поверхностью пленки ЖИГ при

ориентации перемычки параллельно и перпендикулярно приложенному магнитному полю смещения H_{DC} представлено на рис. 3.



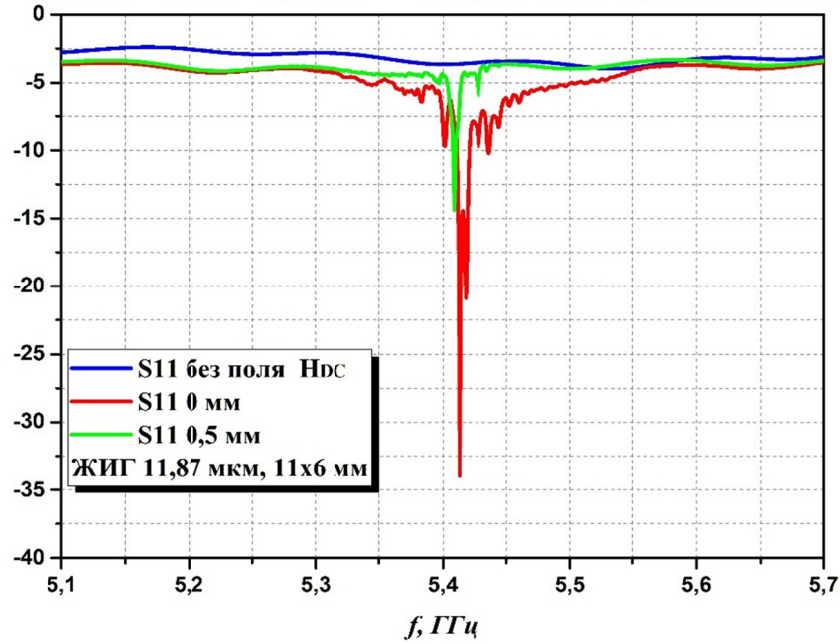
а



б

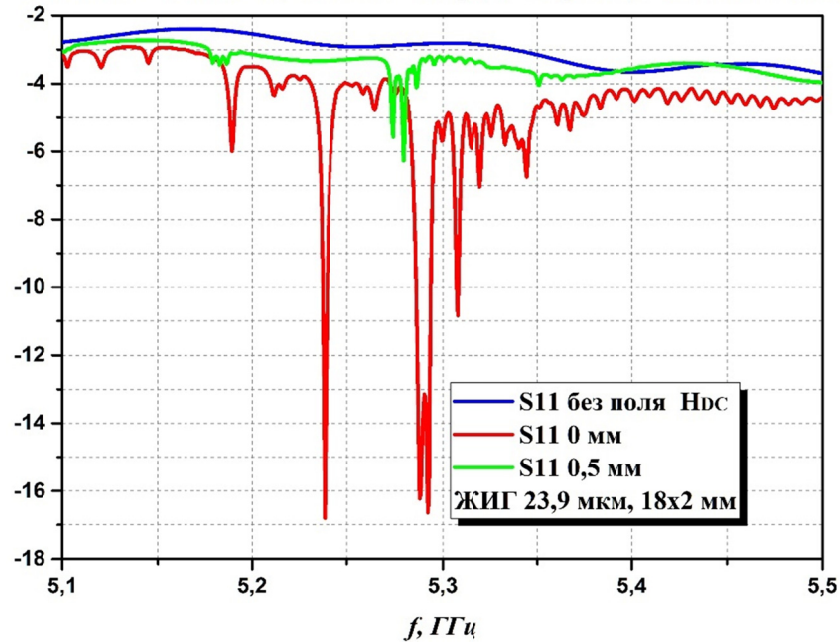
Рисунок 1 – Экспериментальные частотные зависимости обратных потерь короткозамкнутого КПП преобразователя при возбуждении МСВ в пленке ЖИГ: толщиной 11,87 мкм, толщиной 23,9 мкм, без диэлектрической прокладки (кривые красного цвета) и прокладкой 0,5 мм (кривые зеленого цвета) между преобразователем и поверхностью пленки ЖИГ при ориентации перемычки параллельно приложенному внешнему постоянному магнитному полю смещения H_{DC}

КПП с перемычкой перпендикулярно полю H_{DC} на пленке 11,87 мкм без зазора, с зазором 0,5 мм и без поля H_{DC}



а

КПП с перемычкой перпендикулярно полю H_{DC} на пленке 23,9 мкм без зазора, с зазором 0,5 мм и без поля H_{DC}



б

Рисунок 2 – Экспериментальная частотная зависимость обратных потерь короткозамкнутого КПП преобразователя при возбуждении МСВ в пленке ЖИГ: толщиной 11,87 мкм, толщиной 23,9 мкм, без диэлектрической прокладки (кривые красного цвета) и прокладкой 0,5 мм (кривые зеленого цвета) между преобразователем и поверхностью пленки ЖИГ при ориентации перемычки перпендикулярно приложенному постоянному магнитному полю смещения H_{DC}

На рис. 3. видно, что при переключке, параллельной постоянному магнитному полю H_{DC} и соприкасающейся с пленкой ЖИГ толщиной 11,87 мкм, максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,4483 ГГц и значение S_{11izm} составляет -18,88 дБ. При переключке, перпендикулярной

постоянному магнитному полю H_{DC} и соприкасающейся с пленкой ЖИГ толщиной 11,87 мкм, максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,4129 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -33,98 дБ.

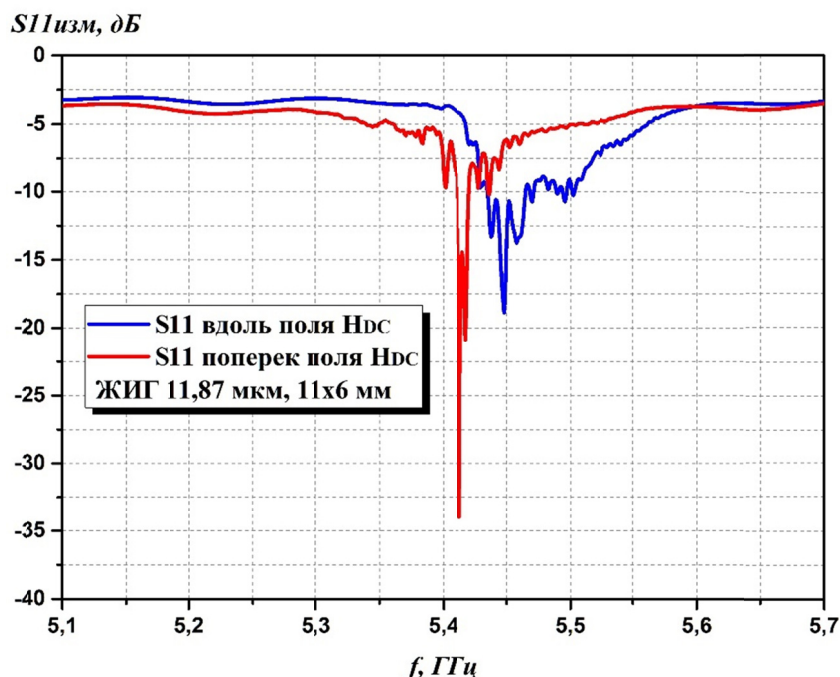


Рисунок 3 – Сравнение экспериментальных частотных зависимостей обратных потерь короткозамкнутого КПП преобразователя при возбуждении МСВ в пленке ЖИГ толщиной 11,87 мкм без диэлектрической прокладки между преобразователем и поверхностью пленки ЖИГ при ориентации перемычки параллельно (кривая синего цвета) и перпендикулярно (кривая красного цвета) приложенному постоянному магнитному полю смещения H_{DC}

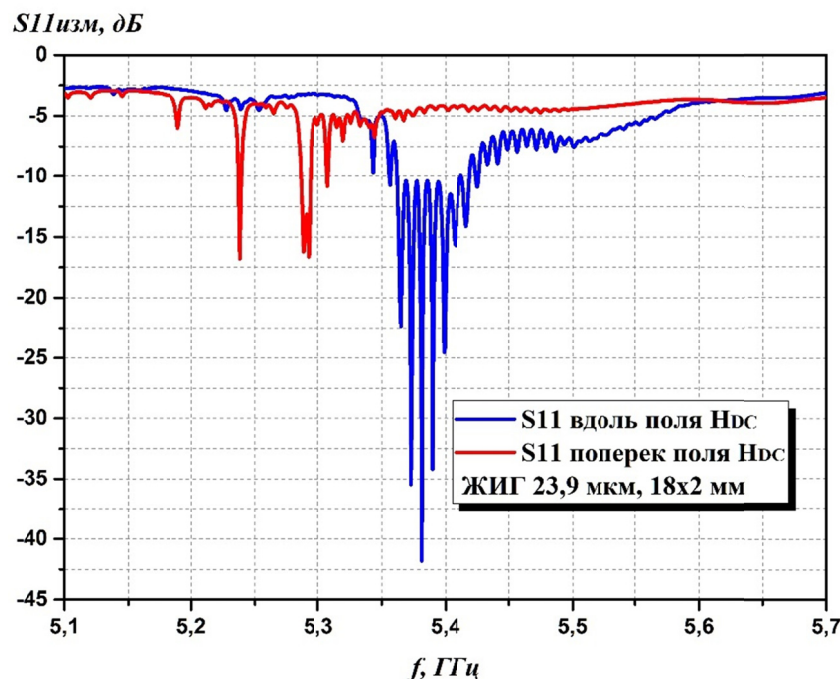


Рисунок 4 – Сравнение экспериментальных частотных зависимостей обратных потерь короткозамкнутого КПП преобразователя при возбуждении МСВ в пленке ЖИГ толщиной 23,9 мкм без диэлектрической прокладки между преобразователем и поверхностью пленки ЖИГ при ориентации перемычки параллельно (кривая синего цвета) и перпендикулярно (кривая красного цвета) приложенному постоянному магнитному полю смещения H_{DC}

На рис. 4 видно, что при перемычке, параллельной постоянному магнитному полю H_{DC} и соприкасающейся с пленкой ЖИГ толщиной 23,9 мкм, максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,3811 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -41,801 дБ. При перемычке, перпендикулярной постоянному магнитному полю H_{DC} и соприкасающейся с пленкой ЖИГ толщиной 23,9 мкм, максимальное возбуждение МСВ наблюдается на частоте 5,2371 ГГц и значение $S_{11изм}$ составляет -16,8068 дБ.

Из рис. 3 и рис. 4 следует, что полоса возбуждения МСВ в случае параллельно приложенного поля смещения H_{DC} шире, чем при приложенном перпендикулярно.

Заключение

Представлены результаты экспериментального исследования частотных зависимостей обратных потерь коаксиального преобразователя с линейной перемычкой при двух ориентациях перемычки относительно направления приложенного постоянного магнитного поля. Преобразователь располагался над центром плёнки ЖИГ, а линейная перемычка была направлена в плоскости пленки параллельно или перпендикулярно постоянному магнитному полю.

При параллельной ориентации перемычки относительно постоянного магнитного поля МСВ в плёнках возбуждается в более широкой полосе, чем при ориентации перемычки перпендикулярно приложенному магнитному полю. При удалении перемычки преобразователя от поверхности плёнки ширина полосы эффективного возбуждения МСВ значительно уменьшается.

Список литературы

1. Kaur T., Venkata Bhyrava M.D., Olvera Cervantes J. and Corona-Chavez A. Ferromagnetic resonance measurement using a novel short circuited coaxial probe technique // Advanced Electromagnetic. 2017. Vol. 6. No. 1. pp. 41-45.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF MAGNETOSTATIC WAVES EXCITATION BY COAXIAL TRANSDUCERS IN YTTRIUM-IRON GARNET FILMS

M.D. Atoev R.K. Babichev, I.I. Natkhin,

Southern Federal University, Rostov on Don, Russia

E-mail: atoev.martiros@yandex.ru

Excitation of magnetostatic waves in a film of yttrium iron garnet by a short-circuited SMA transducer, whose thin linear jumper connects the central conductor to an external grounded coaxial cylinder, is considered. The frequency dependences of the return loss for films of yttrium iron garnet of different thickness with different orientation of the transducer thin linear jumper relative to the direction of the applied external constant magnetic field are measured. The cases of the presence and absence of a distance between the transducer and the film are investigated.

Key words: yttrium iron garnet, magnetostatic waves, short-circuited SMA transducer.

СЕКЦИЯ 3
ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ
Председатель: д.ф.-м.н., проф. П.А. Поляков (МГУ)

МНОГОСЛОЙНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НАНОСТРУКТУРЫ МАГНИТНОЙ СТРЕЙНТРОНИКИ НА ОСНОВЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНОГО И МАГНИТОСТРИКЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Д.А. Жуков¹, В.В. Амеличев¹, Д.В. Костюк¹, С.И. Касаткин²

¹НПК «Технологический центр», г. Москва, Россия

²ИПУ РАН, г. Москва, Россия

E-mail: delta1557@yandex.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований наноструктур магнитной стрейнтроники Ta / [FeNiCo / CoFe]_x / Ta, сформированных на окисленных кремниевых подложках. Исследованы электрофизические параметры наноструктур в условиях механической деформации. Проведена экспериментальная оценка влияния количества периодов [FeNiCo / CoFe] на величину магниторезистивного эффекта.

Ключевые слова: магниторезистивный эффект, магнитострикционный эффект, тонкопленочные наноструктуры, магнитная стрейнтроника.

Введение

Целью данной работы являлось исследование возможности повышения величины магниторезистивного эффекта за счет увеличения количества периодов FeNiCo / CoFe в многослойной наноструктуре.

Данное исследование является логическим продолжением работы [1] по изучению тонкопленочных наноструктур Ta / [FeNiCo / CoFe]_x / Ta, содержащих магнитострикционный слой CoFe и магниторезистивный слой FeNiCo в равных объемных долях. Ранее, в результате исследования образцов установлено, что механическая деформация до 230 МПа таких структур приводит к изменению величины АМР эффекта до 1,1 %. Проведенные ранее экспериментальные исследования подтвердили возможность применения многослойной наноструктуры в качестве чувствительного элемента в устройствах магнитной стрейнтроники, где в качестве внешнего воздействующего фактора может выступать как механическая деформация сжатия, так и растяжения.

В элементах магнитной стрейнтроники, основанных на тонкопленочных наноструктурах, воздействующие механические напряжения приводят к изменению магнитных свойств данных наноструктур [2]. Поэтому, когда в наноструктурах имеется комплекс связанных магнитострикционных и магниторезистивных слоёв, можно установить зависимость между наведёнными механическими деформациями и выходным электрическим сигналом.

В магниторезистивных устройствах величина сопротивления элемента чувствительна к изменению магнитных свойств тонкой пленки, в соответствие с величиной магниторезистивного эффекта. Если эта пленка связана в наноструктуре с другой магнитной пленкой с магнитострикционными свойствами, то устройство становится чувствительным к механическим деформациям, что расширяет функциональную область применения таких материалов для ряда приборов и устройств.

Для исследования свойств многослойных периодических наноструктур были изготовлены соответствующие наноструктуры в НПК «Технологический центр». Интерес к подобным наноструктурам вызван поисковыми работами по определению оптимальных наноструктур для применения в элементах магнитной стрейнтроники на основе магниторезистивного и магнитострикционного эффекта.

Технология и методы измерения

Многослойные периодические наноструктуры Ta / [FeNiCo / CoFe]_x / Ta формировалась на пластинах окисленного кремния диаметром 100 мм с толщиной 0,46 мм методом магнетронного напыления. Верхний и нижний слой Ta толщиной 3 нм формировался в качестве буферного и защитного покрытия. Толщина ферромагнитного слоя FeNiCo составляла 3 или 6 нм, а толщина CoFe – 3 нм. Формирование оси легкого намагничивания (ОЛН) в наноструктурах выполнялось в процессе напыления под влиянием постоянного магнитного поля величиной ~100 Э в плоскости подложки.

Сформированные наноструктуры на кремниевых подложках использовались для исследования магнитных параметров как в состоянии механической деформации сжатия, так и без механической нагрузки, на специализированной измерительной установке MESA-200 [1, 3]. При исследовании образцов в установке подавалось контролируемое механическое напряжение, которое приводило к деформации (сжатия) наноструктуры на кремниевой подложке, при этом направление этих напряжений перпендикулярно магнитному полю, создаваемому установкой. Установка MESA-200 позволяет измерять магнитные параметры магниторезистивных структур, в составе кремниевых пластин, в постоянном и переменном магнитном поле до 80 кА/м.

Далее проводилось исследование на образцах размером 4×20 мм², ОЛН в которых направлена вдоль или под 45° к длинной стороне образца, – измерение величины АМР эффекта в условиях меняющейся механической нагрузки. Установка предназначена для исследования наноструктур магнитной стрейнтроники, обладающих магниторезистивным эффектом. Механическая часть прибора включает в себя устройство для создания механического давления на образец и двух катушек Гельмгольца, создающих магнитное поле. Давление на образец создается с помощью шагового двигателя с линейным перемещением с шагом 7,94 мкм. Сила давления измеряется тензодатчиком сжатия-растяжения. Установка позволяет проводить исследования наноструктур и обеспечивает магнитное поле до 300 Э и максимальное давление на образец – 10 Н. В установке возможно создание как деформации сжатия образца, так и растяжения.

Результаты и их обсуждение

Соотношение толщин и количество периодов созданных многослойных наноструктур Ta / [FeNiCo / CoFe]_x / Ta представлено в табл.1.

Таким образом, исследовано три наноструктуры (толщина в нм):

- Ta (3) / [FeNiCo (3) / CoFe (3)]₃ / Ta (3),
- Ta (3) / [FeNiCo (6) / CoFe (3)]₆ / Ta (3),
- Ta (3) / [FeNiCo (3) / CoFe (3)]₉ / Ta (3).

Таблица 1 – Параметры многослойных периодических наноструктур

| № | Толщина FeNiCo, нм | Толщина CoFe, нм | Количество периодов [FeNiCo / CoFe] _x | Толщина Ta, нм |
|---|--------------------|------------------|--|----------------|
| 1 | 3 | 3 | 3 | 3 |
| 2 | 6 | 3 | 6 | |
| 3 | 3 | 3 | 9 | |

Зависимость перемагничивания $B(H)$ наноструктуры представлена на рис. 1. Из рис. 1 следует, что в исходном состоянии в наноструктуре наблюдается магнитная анизотропия. При приложении к образцу деформации сжатия вдоль ОЛН форма кривой перемагничивания меняется, при этом коэрцитивность структуры меняется от 1,5 до 3 Э. Приложение сжимающих напряжений перпендикулярно ОЛН не приводит к существенному изменению формы кривой перемагничивания, однако коэрцитивность увеличивается с 15 до 18 Э.

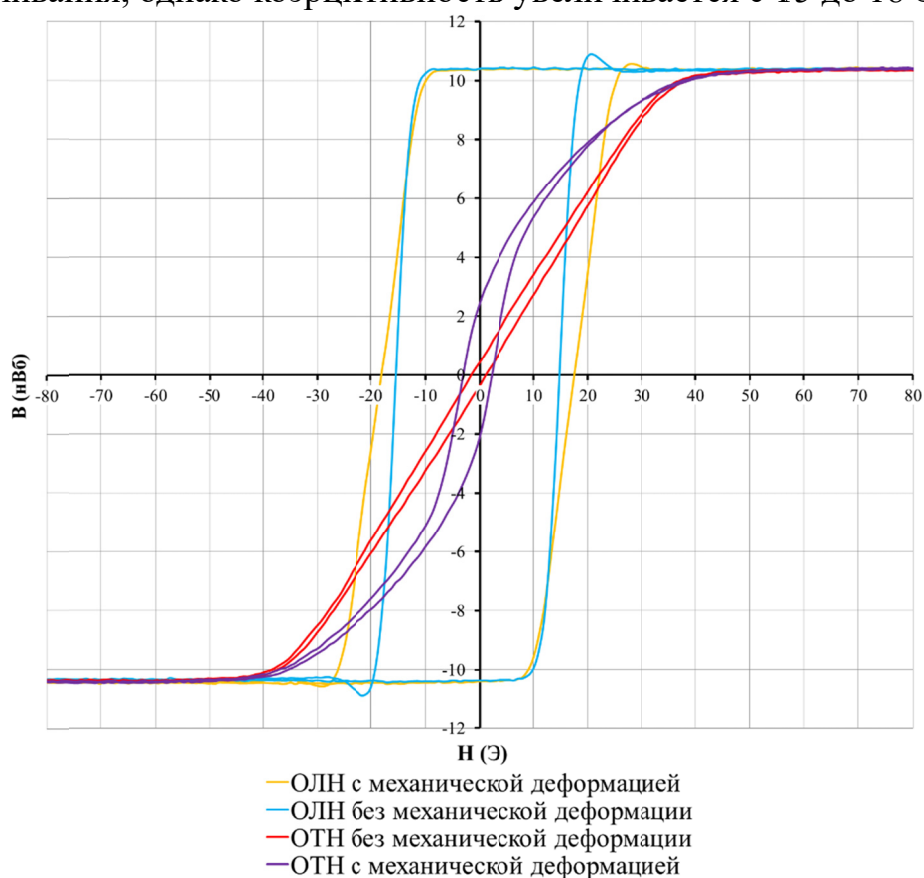


Рисунок 1 – Зависимость $B(H)$ многослойной наноструктуры Ta / [FeNiCo / CoFe]₆ / Ta, в условиях наличия/отсутствия механической деформации

На рис.2 представлена характерная зависимость АМР эффекта структуры в свободном и деформированном состоянии сжатия (170 МПа) от величины внешнего магнитного поля. Образцы размером 4×20 мм² предварительно подвергались термомагнитному отжигу 250°С при 1000 Э в течение 15 минут. Для исследованного образца, с ОЛН вдоль длинной стороны, в отсутствии механической нагрузки определен АМР эффект 0,01 %. При воздействии механической нагрузки 235 МПа АМР эффект достигает 1,27 %. Таким образом, относительное изменение сопротивления, обусловленное нагрузкой $(\Delta R/R)_0$ составляет 1,26 %.

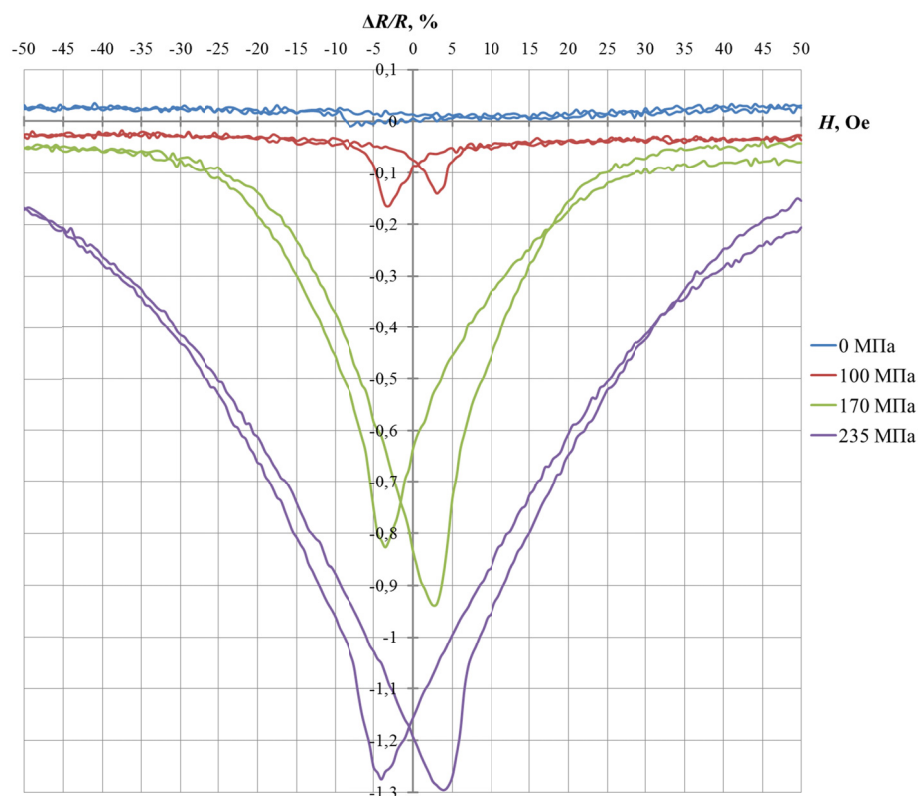


Рисунок 2 – Результаты измерения АМР эффекта, в условиях наличия/отсутствия механической нагрузки

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой $(\Delta R/R)_\sigma$ от величины механического напряжения сжатия, для образца с ОЛН вдоль длинной стороны, представлена на рис.3. Сдвигение линейного участка графика в область более высоких напряжений объясняется на основе модели обменно-упругого взаимодействия на границе раздела ферромагнитных слоев с разной коэрцитивностью [4, 5].

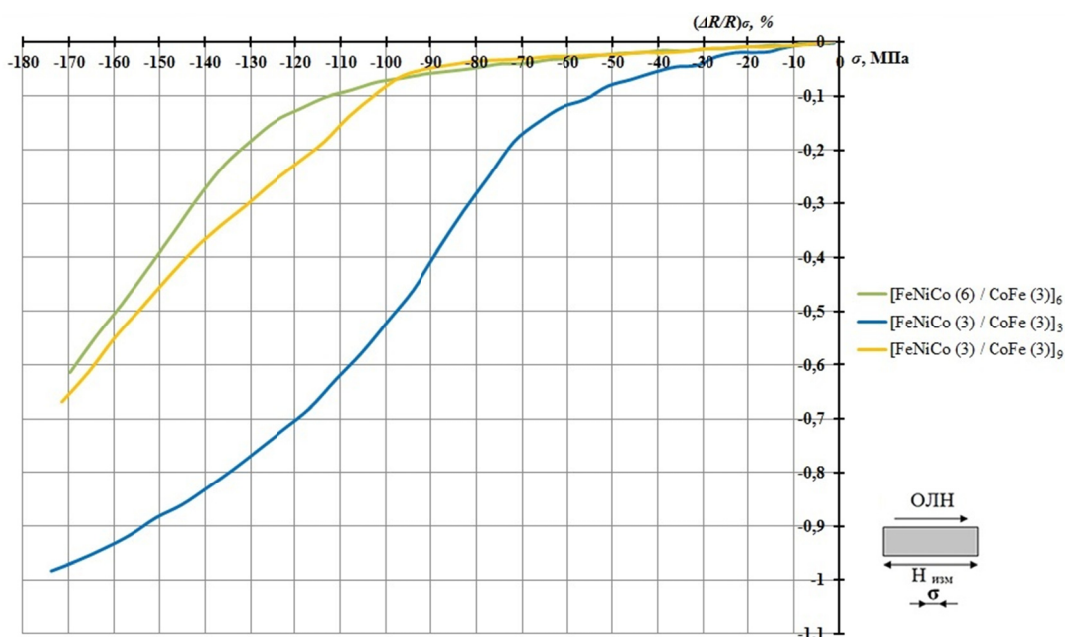


Рисунок 3 – График зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой $(\Delta R/R)_\sigma$ от величины механических напряжений σ (деформация сжатия)

В результате исследования образцов установлено, что максимальная величина АМР эффекта 1,0% при механической деформации сжатия регистрируется для наноструктуры Ta / [FeNiCo / CoFe]₃ / Ta.

Зависимость изменения сопротивления обусловленного механической нагрузкой $(\Delta R/R)_\sigma$ от величины механического напряжения сжатия и растяжения ± 170 МПа, для наноструктуры с ОЛН под углом 45° к длинной стороне образца, представлена на рис.4.

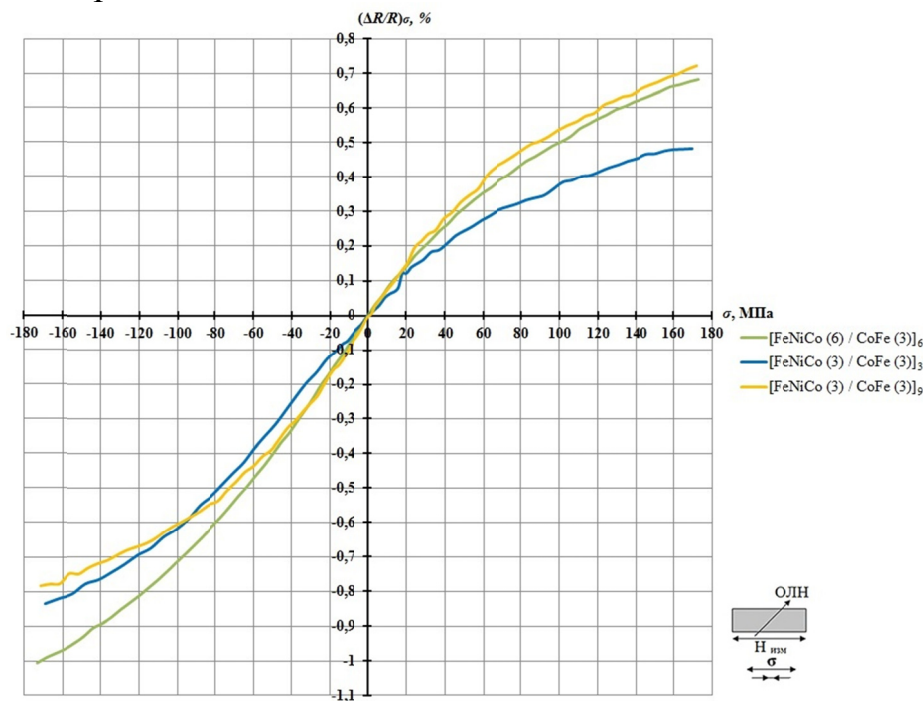


Рисунок 4 – График зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой $(\Delta R/R)_\sigma$ от величины механической деформации сжатия-растяжения σ

На рис. 4 представлены три графика зависимости величины относительного изменения сопротивления, обусловленного нагрузкой $(\Delta R/R)_\sigma$ от величины механической деформации сжатия-растяжения σ для трех многослойных наноструктур. Полная величина относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой, для исследованных наноструктур составляет:

- [FeNiCo (3 нм) / CoFe (3 нм)]₃ – 1,3 %,
- [FeNiCo (6 нм) / CoFe (3 нм)]₆ – 1,7 %,
- [FeNiCo (3 нм) / CoFe (3 нм)]₉ – 1,5 %.

Таким образом можно сделать вывод о том, что количество периодов [FeNiCo / CoFe] в структуре существенно не влияет на величину $(\Delta R/R)_\sigma$ - относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой.

Заключение

Исследование тонкопленочных наноструктур Ta / [FeNiCo / CoFe]_x / Ta, с разным числом периодов [FeNiCo / CoFe] показало, что величина относительного изменения сопротивления, обусловленного механической

деформацией сжатия-растяжения проявляет слабую зависимость от количества периодов в структуре – данные величины для трех образцов отличается не более чем на 15 %. При деформации сжатия, приложенной к наноструктурам максимальный эффект проявляет Ta / [FeNiCo / CoFe]₃ / Ta достигая величины 1 %, эффект двух других наноструктур составляет ~0,5 %.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что количество периодов [FeNiCo / CoFe] в структуре существенно не влияет на величину относительного изменения сопротивления, обусловленного механической нагрузкой. Также установлено, что структура с увеличенной толщиной магниторезистивного слоя FeNiCo до 6 нм проявляет идентичные характеристики по сравнению со структурами с толщиной FeNiCo 3 нм.

Исследование параметров наноструктур осуществлялось с использованием оборудования ЦКП «Функциональный контроль и диагностика микро- и наносистемной техники» на базе НПК «Технологический центр».

Список литературы

1. Жуков Д.А., Крикунов А.И., Амеличев В.В., Костюк Д.В., Касаткин С.И. Магнотриксционные свойства периодических наноструктур на основе CoFe/FeNiCo // Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования). XXVIII Международная конференция: материалы. М.: Издательство МЭИ, 2020. С. 252-259.
2. Katada H., Shimatsu T., Watanabe I., Muraoka H., Nakamura Y. Soft magnetic properties and microstructure in NiFe/FeCo/NiFe films with large saturation magnetization // Proceedings of the 2002 IEEE International Magnetism Conference, Amsterdam, Netherlands, 28 April–2 May 2002.
3. Zhukov D.A., Krikunov A.I., Amelichev V.V., Kostyuk D.V., Kasatkin S.I. Magnetostriction nanostructures with a GMR effect for magnetic straintronics devices // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2020. Vol. 84. No. 5. pp. 602–604.
4. Skomski R., Coey J.M.D. Giant energy product in nanostructured two-phase magnets. Phys. Rev. 1993. Vol. 48. Art. № 15812.
5. Leineweber T., Kronmüller H. Magnetisation reversal modes in inhomogeneous magnets // Phys. Stat. Sol. 1997. Vol. 201. P. 291.

MULTILAYER PERIODIC NANOSTRUCTURES OF MAGNETIC STRAINTRONICS BASED ON MAGNETORESISTIVE AND MAGNETOSTRICTION EFFECT

Zhukov D.A.¹, Amelichev V.V.¹, Kostyuk D.V.¹, Kasatkin S.I.²

¹Scientific-Manufacturing Complex «Technological Centre», Russia, Moscow

²Institute of Control Sciences RAS, Russia, Moscow

E-mail: delta1557@yandex.ru

The results of experimental studies of Ta/[FeNiCo/CoFe]_x/Ta magnetic straintronics nanostructures formed on oxidized silicon substrates are presented. The electrophysical parameters of nanostructures are investigated under conditions of mechanical deformation. An experimental assessment of the influence of the number of [FeNiCo/CoFe] periods on the magnitude of the magnetoresistive effect is carried out.

Key words: magnetostriction effect, magnetoresistive effect, thin-film nanostructures, magnetic straintronics.

УДК 621.373:535.8

АДАПТИВНАЯ СИСТЕМА С НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИМ АНАЛИЗАТОРОМ ФАЗЫ

В.Ю. Иванов, И.Б. Иванова

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: vu.ivanov@physics.msu.ru

Рассмотрена работа адаптивной оптической системы коррекции фазовых искажений световой волны. В качестве анализатора фазы в такой системе предлагается использовать нелинейный пространственный фильтр Цернике. Численно показана эффективность его использования.

Ключевые слова: когерентная адаптивная оптическая система, нелинейно-оптический анализатор фазы

Введение

Адаптивная оптика – одно из направлений прикладной оптики, основу которого составляет синтез классических методов оптики с теорией управления и радиофизическими методами исследования [1]. Основным элементом типичной адаптивной системы фокусировки излучения когерентного источника на поверхность объекта сквозь оптически неоднородную среду является корректор волнового фронта, изменяющий фазу световой волны. В качестве корректора обычно используются различные типы гибких зеркал, управляемых электрическими сигналами.

Проблемы организации управления в системах адаптивной оптики

Рассмотрим схему адаптивной системы фокусировки излучения на поверхность точечного объекта сквозь оптически неоднородную среду (рисунок 1). Коррекция фазовых искажений в таких системах обычно осуществляется следующим образом. В плоскости корректора формируется световая волна с плоским фазовым фронтом и амплитудой электрического поля $A_0(\vec{r})$, $(\vec{r}(x, y)$ - радиус-вектор в плоскости, перпендикулярной направлению оси OZ распространения волны). Фазу поля $u(\vec{r}, t)$ после прохождения корректора представим в виде:

$$u(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N a_j(t) S_j(\vec{r}). \quad (1)$$

Здесь $S_j(\vec{r})$ - функции отклика корректора на управляющие воздействия $a_j(t)$, N - число каналов управления. Комплексная амплитуда излученной волны в начале трассы ($Z=0$) имеет вид:

$$A(\vec{r}, 0, t) = A_0(\vec{r}) \exp(iu(\vec{r}, t)). \quad (2)$$

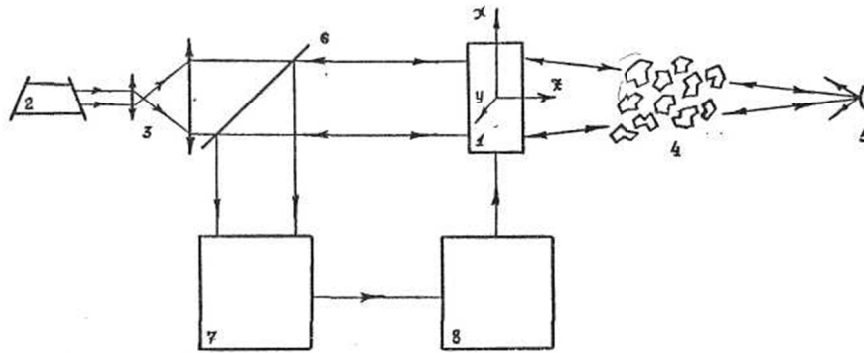


Рисунок 1 – Блок-схемы адаптивной системы фокусировки излучения сквозь оптически неоднородную среду:

1 – корректор волнового фронта, 2 – лазер, 3 – расширитель пучка, 4 - турбулентная среда, 5 – точечный отражатель, 6 – светодетектор, 7 – схема регистрации, 8 – блок формирования сигналов управления, 9 – опорное зеркало

Рассеянное объектом поле с комплексной амплитудой $\Psi(\vec{r}, z, t)$ распространяется в обратном направлении (от отражателя к передающей апертуре). В канал регистрации отраженная волна попадает после повторного прохождения через корректор волнового фронта. При этом для комплексной амплитуды поля в плоскости регистрации получаем выражение:

$$\bar{\Psi}(\vec{r}, 0, t) = |\Psi(\vec{r}, 0, t)| \exp(i\delta(\vec{r}, t)), \quad (3)$$

где $\delta(\vec{r}, t) = u(\vec{r}, t) + \varphi(\vec{r}, t)$, $\varphi(\vec{r}, t) = \arg \Psi(\vec{r}, 0, t)$ – фазовый профиль рассеянного поля при $Z=0$. Фаза регистрируемой волны $\delta(\vec{r}, t)$ представляет собой сигнал ошибки управления, который должен быть скомпенсирован при работе адаптивной системы.

Регистрация отраженной волны осуществляется с помощью датчика волнового фронта. Сигналы с датчика поступают в блок формирования управляющих воздействий $a_j(t)$, которые затем подаются на электроды корректора. Под действием этих сигналов изменяется пространственное распределение фазы излученной волны $u(\vec{r}, t)$.

Наиболее просто получить сигналы управления корректором в том случае, когда осуществляется непосредственное измерение фазового профиля принимаемой волны $\delta(\vec{r}, t)$. Оптимальная коррекция фазовых искажений будет происходить при формировании управляющих сигналов в виде:

$$a_j(t) = -\int \delta(\vec{r}, t) S_j(\vec{r}) d^2\vec{r}. \quad (4)$$

Возможна, однако, такая организация управления в системе, при которой не требуется восстанавливать фазовый профиль принимаемой волны. С этой целью можно воспользоваться, например, методом апертурного зондирования. Этот метод аналогичен градиентному алгоритму оптимизации некоторой целевой функции J , являющейся критерием качества работы системы (обычно J - это интенсивность рассеянного поля в центре дифракционного максимума изображения точечного объекта).

Проблема поиска глобального экстремума функции многих переменных весьма сложна. Обычно используется тот или иной градиентный алгоритм [2]. Экстремум определяется в результате итерационной процедуры:

$$a_j^{(n+1)} = a_j^{(n)} + h_j^n \cdot J'_j(a_j^{(n)}), n = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

для системы с N каналами управления.

Для излученной и рассеянной волн, распространяющихся в оптически неоднородной среде во взаимно противоположных направлениях, справедливо соотношение [1]:

$$J_u = \int A(\vec{r}, z, t) \Psi(\vec{r}, z, t) d^2\vec{r} = \text{const}, \quad (6)$$

характеризующее их интегральное перекрытие. Величина J_u называется интерференционным критерием. Следует заметить, что для точечного объекта оптимизация критерия $|J_u|$ эквивалентна максимизации пиковой интенсивности излучения на объекте. В этом случае удобным показателем качества фокусировки является так называемое число Штреля St [1].

Адаптивная система с нелинейным анализатором фазы

Обратимся к адаптивной системе фокусировки излучения, блок-схема которой была изображена на рисунке 1. Если непосредственно измерить фазовый профиль $\delta(\vec{r}, t)$ волны $\Psi(\vec{r}, t)$, полученной после прохождения рассеянного поля через корректор волнового фронта, то в соответствии с формулой (4) легко определить необходимые для управления корректором сигналы $a_j(t)$.

На практике фазовый профиль $\delta(\vec{r}, t)$ недоступен непосредственной регистрации, измеряется обычно интенсивность принимаемой волны $I(\vec{r}, t)$. Информацию о фазе получают при соответствующей обработке зарегистрированного распределения интенсивности [3]. Тем не менее, измеренную интенсивность можно непосредственно использовать для формирования сигналов управления корректором в адаптивной системе, т.к. распределение интенсивности на выходе прибора-анализатора обычно функциональным образом связано с распределением фазы регистрируемой световой волны, т.е. $I(\vec{r}, t) = I[\delta(\vec{r}, t)]$.

В настоящей статье предлагается формировать сигналы управления модальным корректором волнового фронта в многоканальной адаптивной оптической системе в виде:

$$a_j(t) = -\int I(\vec{r}, t) S_j(\vec{r}) d^2\vec{r}. \quad (7)$$

Здесь $I(\vec{r}, t)$ - распределение интенсивности на выходе специального датчика волнового фронта. Если $I = \kappa\delta$, где κ - коэффициент пропорциональности, то алгоритм (7) совпадает с известным алгоритмом (4). Сигнал управления $a_j(t)$ легко получить чисто оптическим путем, пропуская поле с интенсивностью

$I(\delta)$ через фильтр с соответствующей функцией пропускания $S_j(\vec{r})$. Именно поэтому алгоритм (7) можно назвать методом оптического выделения сигналов управления.

Рассмотрим нелинейный анализатор фазы, нечувствительный к наклонам волнового фронта. Анализатор представляет собой устройство пространственной фильтрации. Он состоит из двух идентичных линз L_1 и L_2 с фокусным расстоянием f , расположенных на расстоянии $2f$ друг от друга (рисунок 2). В общей фокальной плоскости линз (плоскость P_2) помещается тонкий слой нелинейной среды NL.

Предлагается поместить в плоскости P_2 тонкий слой среды с кубической нелинейностью (нелинейность керровского типа). Для таких сред имеет место линейная зависимость модуляции фазы прошедшей световой волны от интенсивности поля в среде. Плоская входная волна с распределением интенсивности $I(\vec{r}, t)$ после прохождения нелинейной среды приобретает фазовую модуляцию $u(\vec{r}, t)$, определяемую соотношением:

$$u(\vec{r}, t) = \beta \cdot I(\vec{r}, t), \quad (8)$$

где коэффициент β зависит от параметра нелинейной рефракции n_2 , длины взаимодействия (толщины слоя нелинейной среды) l и волнового числа k : $\beta = n_2 l k$. Таким образом, рассматриваемая схема пространственной фильтрации имеет чисто фазовый коэффициент пропускания:

$$T(x_2, y_2) = \exp\left(i\beta |\Phi_1(x_2, y_2)|^2\right), \quad (9)$$

где $|\Phi_1(x_2, y_2)|^2$ - распределение интенсивности в общей фокальной плоскости линз L_1 и L_2 .

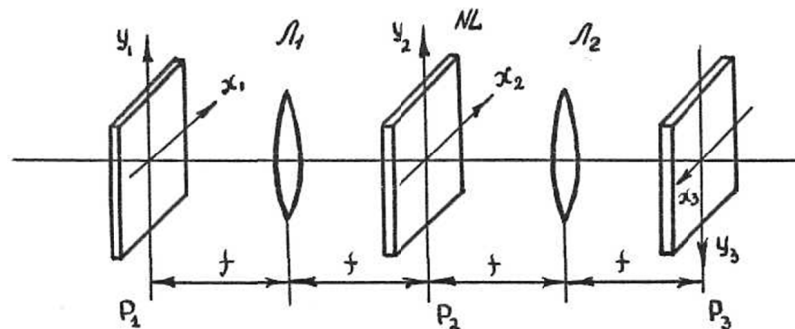


Рисунок 2 – Нелинейный пространственный фильтр:

L_1, L_2 – линзы с фокусным расстоянием f , NL – тонкий слой нелинейной среды, P_1, P_3, P_2 – входная, выходная и спектральная плоскости прибора

Получить аналитическую зависимость, связывающую входное и выходное поля нелинейного пространственного фильтра, в явном виде не удастся, поэтому анализ его работы был проведен путем численного моделирования.

Расчеты показывают, что при определенных условиях распределение интенсивности на выходе нелинейного пространственного фильтра оказывается пропорциональным фазе световой волны, поступающей в анализатор, т.е. в

системе возможна визуализация фазы падающей световой волны. Качество визуализации определяется, в основном, силой проявления нелинейных эффектов в среде, т.е. коэффициентом β формуле (9).

Таким образом, исследуемый нелинейный датчик волнового фронта может быть использован в многоканальных адаптивных оптических системах для реализации рассмотренного выше метода оптического выделения сигналов управления модальным корректором.

Профиль фазы $u(\vec{r}, t)$, формируемый таким корректором, представляется в виде разложения (1) по функциям отклика $S_j(\vec{r})$. Подобное выражение справедливо и для фазы $\varphi(\vec{r}, t)$ корректируемой волны:

$$\varphi(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^{\infty} b_j(t) S_j(\vec{r}). \quad (10)$$

Коэффициенты разложения $b_j(t)$ неизвестны и подлежат определению в процессе адаптации. Умножим выходную интенсивность нелинейного фильтра $I(\vec{r}, t)$ на функции $S_j(\vec{r})$ и проинтегрируем полученные выражения в пределах апертуры корректора:

$$\hat{J}_j(t) = \int I(\vec{r}, t) S_j(\vec{r}) d^2\vec{r} \quad (11)$$

При работе фильтра в режиме визуализации фазы интенсивность $I(\vec{r}, t)$ пропорциональна рассогласованию фаз $\delta(\vec{r}, t) = u(\vec{r}, t) + \varphi(\vec{r}, t)$, поэтому, если подать на корректор управляющие сигналы $a_j = -\hat{J}_j(t)$ то, как легко убедиться, мы придем к алгоритму оптического выделения сигналов управления - формула (7).

Численное моделирование работы адаптивной системы с нелинейным фильтром Цернике

Вновь обратимся к адаптивной системе фокусировки излучения, показанной на рис. 1. Пусть в качестве анализатора фазы используется нелинейный пространственный фильтр Цернике. Качество адаптации будем оценивать числом Штреля St . Была исследована эффективность компенсации динамических искажений фазы.

На рис. 3 показаны зависимости фактора Штреля St от времени. Здесь τ - характерное время быстрогодействия системы. Рассматриваемый случай соответствует сильным фазовым искажениям. Флуктуации числа Штреля в системе при разомкнутом контуре обратной связи характеризуют динамику фазовых искажений на трассе (кривая 1). Кривая 2 получена для обычной адаптивной системы с интерференционным анализатором фазы. Видно, что в процессе работы такой системы коррекция фазовых искажений отсутствует. Использование нелинейного фильтра Цернике для получения сигналов управления корректором дает возможность проводить адаптацию в указанных условиях (кривая 3). Около 3τ занимает переходной процесс, после чего адаптивная система эффективно отслеживает динамические искажения фазы.

Среднее значение числа Штреля за счет введения адаптации возрастает в 6.7 раза.

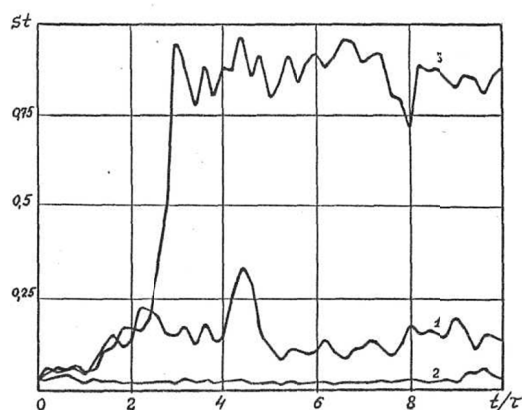


Рисунок 3 – Коррекция динамических фазовых искажений адаптивными системами с градиентным управлением

Заключение

Таким образом, проведенное рассмотрение свидетельствует об эффективности использования нелинейного пространственного фильтра Цернике в качестве датчика волнового фронта в многоканальных адаптивных оптических системах с модальным корректором.

Список литературы

1. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики // М.: Наука. 1985. 336с.
2. Васильев Ф.П. Численные методы решения экстремальных задач. // М.: Наука. 1980. 520с.
3. Иванов В.Ю., Иванова И.Б. Восстановление волнового фронта по распределению интенсивности на выходе нелинейного фильтра Цернике // Материалы XXIII Всероссийской конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)» с международным участием. М., «ИНФРА-М», 2015. С. 383 – 393.

ADAPTIVE SYSTEM WITH NONLINEAR-OPTICAL PHASE ANALYSER

V.Yu. Ivanov, I.B. Ivanova

Lomonosov Moscow State University, Physics faculty, Moscow, Russia

E-mail: vu.ivanov@physics.msu.ru

The work of adaptive optical system for a light wave phase correction is studied. We are suggested to use the nonlinear spatial Zernike filter as a phase analyzer in such systems. The efficiency of using the Zernike filter is numerically shown.

Key words: coherent optical adaptive system, nonlinear optical phase analyzer.

МОНИТОРИНГ ДИНАМИЧЕСКИХ МЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОВОДНИКАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ

О.А. Троицкий¹, О.Б. Скворцов^{1,2}, В.И. Сташенко¹

¹ФГБУН ИМАШ им. А.А. Благонравова РАН, Москва, Россия

²ООО НТЦ «Балансмаш», Москва, Россия

E-mail: oatroitsky@rambler.ru

Рассмотрены вопросы контроля вибрационного отклика в проводниках на воздействие электрических импульсов. На основе экспериментальных результатов показано, что для одиночного проводника характерна линейная зависимость величины вибрации от размаха величины электрического импульса. Направление вибрации в осевом и поперечном направлениях зависит от направления приложенного электрического импульса, а максимальное механическое воздействие соответствует начальным моментам переднего и заднего фронтов электрического импульса.

Ключевые слова: электрический импульс, магнитное поле, вибрация, деформация, ускорение, циклическая прочность.

Введение

В настоящее время передача электрической энергии по проводникам часто связана с использованием формируемых системой управления электрических импульсов, например, при использовании частотно-импульсного, широтно-импульсного и т.п. управляющих систем. Использование электрических импульсов при передаче электрической энергии позволяет существенно повысить эффективность и экономичность систем управления и за счет этого обеспечить надежность системы. Действие электрических импульсов сопровождается механическими вибрациями, которые могут приводить к снижению усталостной прочности проводника.

В настоящее время отсутствует непротиворечивое описание механизмов формирования такого вибрационного отклика. Экспериментальное исследование таких процессов позволяет получить данные о происходящих процессах с более подробной временной детализацией. Это связано в первую очередь с оценкой вибрации по сигналам ускорения, позволяющим провести анализ быстропротекающих механических процессов и их взаимосвязи с процессами распространения электрического импульса в проводнике.

Электрические процессы в проводнике в условиях воздействия на него электрического поля, можно рассматривать как поверхностные электромагнитные волны, если глубина скин-слоя существенно меньше поперечных размеров этого проводника [1]. Данное условие обычно выполняется для образцов в виде шин передачи мощных электрических импульсов. Полученные в [1] результаты ориентированы на анализ процессов в частотной области, но эти результаты можно использовать и для анализа электромагнитных воздействий во временной области при внешнем воздействии в виде одиночных или повторяющихся электрических импульсов.

Эксперименты с одиночным удаленным проводником позволяют исключить влияние эффекта близости, при котором динамические силы связаны с действием каждого из проводников с внешним магнитным полем.

Методика исследования

Для оценки величины механического воздействия электрического импульса на одиночный проводник на него устанавливают один или несколько акселерометров, которые могут быть многокомпонентными. Механические воздействия на проводник могут вызывать как продольные (осевые), так и поперечные деформации, связанные с изгибными колебаниями или колебаниями растяжения-сжатия. Для определения формы возникающих колебаний часто недостаточно использования одного акселерометра и при экспериментах на проводник устанавливают два (или более) датчиков в различных точках проводника и имеющих заданное направление осей чувствительности. Пример установки двух акселерометров распределенных по длине проводника представлен на рис. 1(а).

Синхронная запись сигналов ускорения с этих датчиков обеспечивает возможность оценки формы колебаний проводника. Такой проводник может рассматриваться в виде прямого одиночного металлического стержня, в котором внешнее воздействие возбуждает затухающие колебания. Эксперименты показывают, что возникающие в таком стержне колебания не совпадают по фазе для различных точек измерения. При этом сигналы осевой и поперечной вибрации слабо коррелированы для одной измерительной точки, но могут иметь значимую корреляцию для измерений в различных измерительных точках на проводнике.

Датчики вибрации крепятся к проводнику через изолирующую прокладку для снижения уровня помех. При измерении использованы малогабаритные акселерометры с высоким значением собственной резонансной частоты. При исследовании проводников малого диаметра, масса датчиков может влиять на количественные оценки величины ускорения.

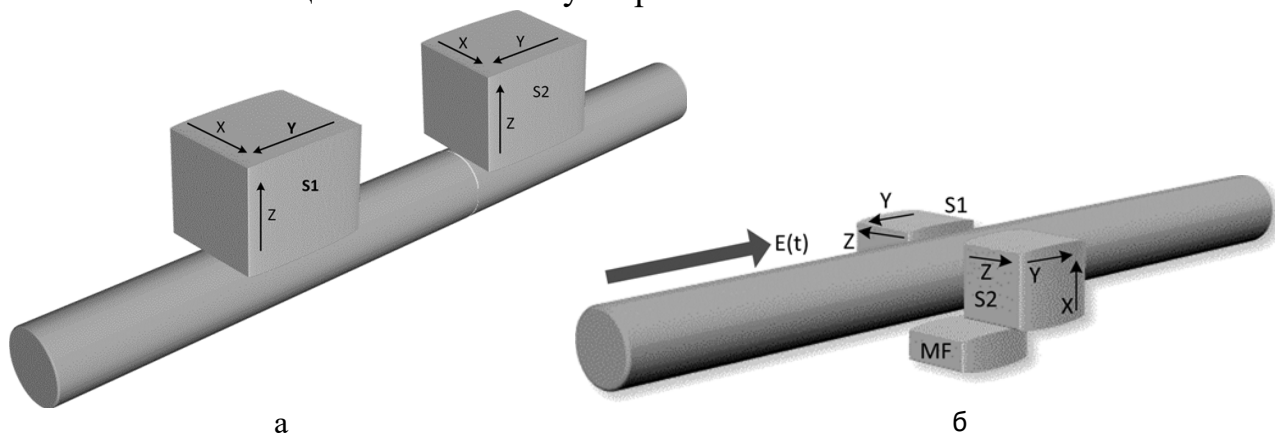


Рисунок 1 – Расположение датчиков контроля ускорения вдоль (а) проводника круглого сечения. Симметричное (б) расположение трехкомпонентных акселерометров $S1$ и $S2$ для контроля вибрации, а также датчика Холла MF для бесконтактного контроля величины магнитной индукции при воздействии внешнего электрического импульса $E(t)$ на проводник круглого сечения

Такое влияние в полученных данных не учитывалось, поскольку влияние присоединенной массы датчика на формы колебаний, получаемое для моделей, приводит к погрешностям существенно меньшим, чем получаемые расхождения между оценками таких параметров, например, как частота колебаний стержня.

Прямое измерение параметров электрического импульса, воздействующего на проводник, связано с нарушением условия гальванической развязки проводника и измерительных цепей. Для обеспечения помехоустойчивости контроль изменений тока в проводнике выполнялся трехкомпонентным бесконтактным датчиком магнитной индукции с использованием микросхем датчика Холла DRV5053.

Для того, чтобы отличить поперечные изгибные колебания проводника от колебаний растяжения-сжатия в радиальном направлении на проводник устанавливали два датчика ускорения, симметрично относительно оси проводника. Пример такого расположения представлен на рис. 1(б).

В работе [2] представлены результаты исследования вибрации одиночного проводника в условиях воздействия электрических импульсов большой мощности. Расположение трехкомпонентных датчиков вибрации на осесимметричном образце и бесконтактного датчика магнитного поля, как показано на рис. 1(б). При этих измерениях оси чувствительности датчиков соответствуют измерительным точкам, расположенным в одной плоскости, перпендикулярной оси проводника. Результаты испытаний показали, что в поперечном направлении для проводника характерно наличие изгибных колебаний, а не симметричного растяжения-сжатия, как должно было бы наблюдаться в случае тепловых деформаций, влияния пинч-эффекта и т.п. процессов.

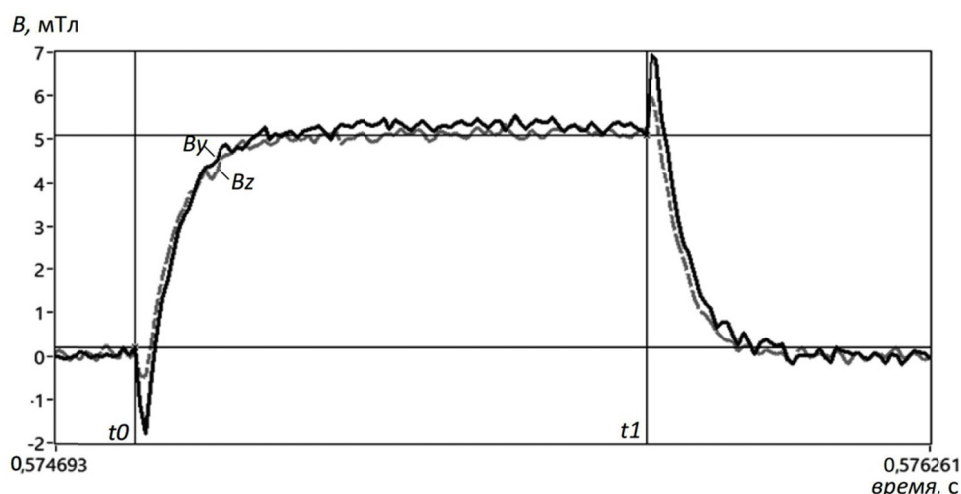


Рисунок 2 – Сигналы от датчиков магнитной индукции для проволоки из нержавеющей стали диаметром 2 мм

Установка датчика магнитного поля с точной ориентацией оси чувствительности для оценки величины магнитной индукции вокруг проводника затруднительна. Для её оценки измерялись две пространственные компоненты, а действительное значение оценивалось как среднее векторное значение. Пример сигналов для этих двух компонент представлен на рис. 2. Оси чувствительности датчиков компонент магнитного поля для данного случая

наклонены приблизительно на 45 градусов, что приводит к их близким значениям.

Следует отметить характерное наличие выброса величины магнитной индукции в моменты начала переднего и заднего фронтов электрического импульса. Длительность этих выбросов существенно короче областей плавного изменения тока и соответствующего ему магнитного поля, связанного с проявлением скин-эффекта и самоиндукции проводника.

Полученные результаты и их обсуждение

В работе [3] рассмотрена природа образования сил взаимодействия Ампера, Лоренца ит.п. квазистатических сил взаимодействия движения зарядов с магнитным полем. Данный механизм основан на учете возникновения вихревых магнитных полей, образующихся в проводниках при пропускании тока. При этом действующие силы не зависят от фазового состояния проводящего вещества с зарядами и являются общими как для твердых проводников с током, так и для движущихся зарядов при других агрегатных состояниях.

Для понимания механизма происходящих процессов преобразования электрического импульса в вибрационный отклик необходимо определить временные и качественные особенности сигналов от датчиков ускорения. Это позволяет оценить динамику механических сил, воздействующих на проводник. Примером являются синхронно записанные сигналы изменения ускорения и магнитного поля, представленные на рис. 3.

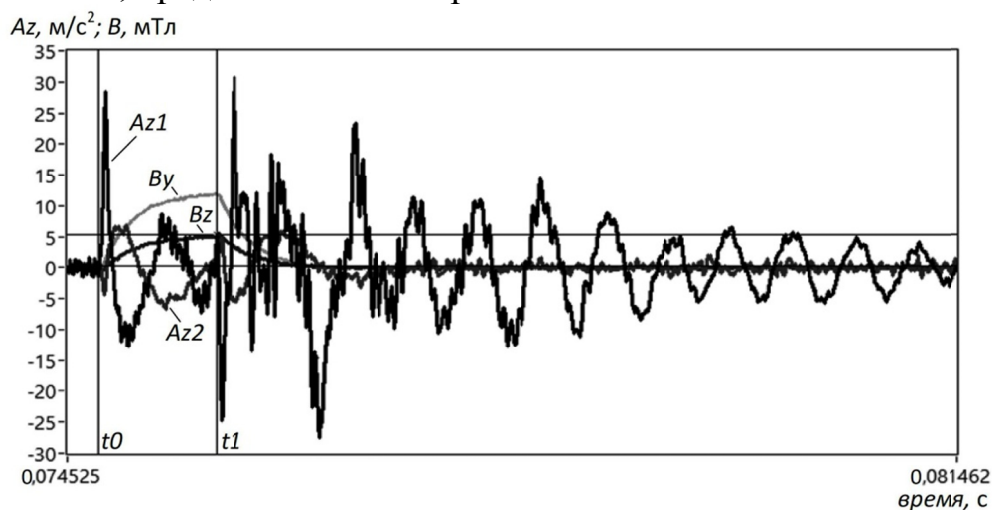


Рисунок 3 – Образец из серебра диаметр 2 мм. Сигналы ускорения в поперечном направлении для двух симметрично расположенных датчиков

Именно в моменты начала переднего t_0 и заднего t_1 фронтов наблюдается сильное динамическое механическое воздействие в виде ударного нагружения.

Такое воздействие затем переходит в затухающие вибрационные колебания. Малая длительность такого ударного воздействия, возбуждающего поперечные деформации, заметна именно на сигналах ускорения. Переход к сигналам перемещения с использованием двойного интегрирования показывает, что перемещение (деформация) проводника в эти моменты t_0 и t_1 незначительно. Только анализ сигналов ускорения позволяет обнаружить такие

быстро протекающие процессы динамического возбуждения механических колебаний. Незаметны такие изменения при исследовании с использованием датчиков, основанных на анализе деформаций (тензодатчики деформации или силы) или при измерениях сигналов от датчиков ускорения, работающих в режиме, когда частота сигнала выше их резонансной частоты. В этих случаях, практически невозможно исследовать быстропротекающие процессы из-за их сильного ослабления.

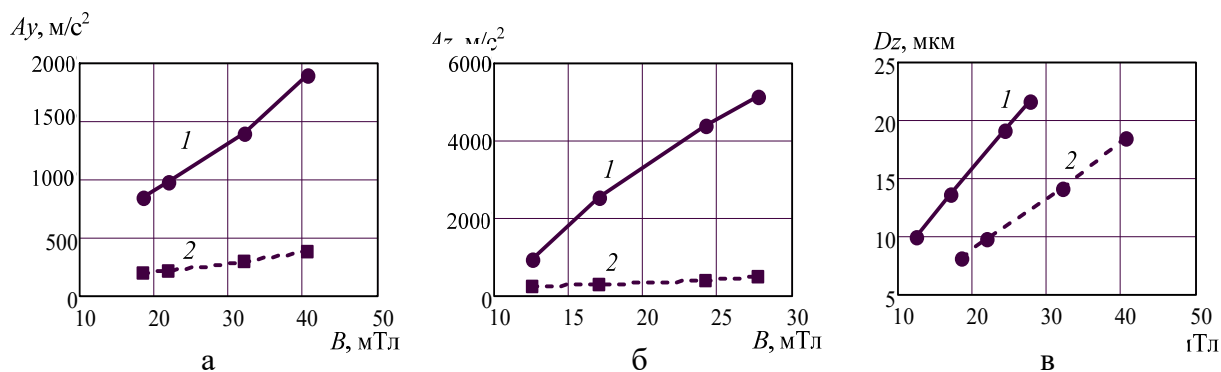


Рисунок 4 – Материал проводника – серебро круглого сечения (1) диаметром 2 мм и прямоугольного сечения площадью 2 мм² (2). Размах ускорения в осевом (а), поперечном (б) направлениях и поперечное перемещение (в), в зависимости от размаха сигнала магнитной индукции

Проведение исследований с учетом описанных особенностей позволило получить зависимости ускорений поверхностных слоев проводника при воздействии электрических импульсов от величины воздействующего электрического импульса. Величина электрического воздействия при этом оценивалась по размаху сигнала магнитной индукции.

Представленные результаты (рис. 4) показывают наличие линейной зависимости размаха вибрационного отклика по ускорению и перемещению от размаха электрического воздействия для проводников из серебра.

Заключение

В работе исследован процесс механического отклика в сравнительно тонких одиночных проводниках на пропускание электрических импульсов. Синхронный контроль ускорения на поверхности проводников из различных материалов и величины магнитного поля, создаваемого током через проводник, показывает типичные линейные зависимости величины вибрации от магнитного поля (величины тока) похожие по характеру для проводников из различных материалов. Линейная зависимость размаха вибрационного отклика от размаха оценки величины действующего электрического импульса указывает на несоответствие механизмов преобразования энергии электрического импульса в механические деформации, связанных с проявлением таких явлений как тепловое расширение проводника, магнитогидродинамические процессы, скин-эффект или пинч-эффект. Для таких механизмов, в соответствии с теорией должны быть типичны соответствующие квадратичные зависимости. Этот вывод подтверждается и наличием зависимости полярности вибрационного отклика от

полярности воздействующего на проводник электрического импульса. Максимальное по амплитуде механическое действие возникающих динамических сил проявляется в моменты максимальной скорости изменения внешнего электрического сигнала, что соответствует начальным моментам переднего и заднего фронтов электрического импульса. В начальный момент времени наблюдается значительный механический ударный процесс, в то время как ток через проводник и соответствующее ему магнитное поле практически отсутствуют. Данные динамические механические силы соответствуют наблюдаемым кратковременным ударным ускорениям. Действие таких ударных ускорений быстро прекращается, несмотря на продолжающееся увеличение тока на проводник, связанное с проявлением самоиндукции и скин-эффекта, что не позволяет связать последние с возникновением ударного механического отклика. Наблюдение изменения тока (магнитного поля) и ускорения поверхности проводника, связанного с действием механических сил, показывает, что за исключением указанных начальных моментов времени фронтов импульсов, процессы механических колебаний и электрические процессы в проводнике протекают независимо.

Список литературы

1. Сергейчев К.Ф., Карфидов Д.М., Шеповалов М.В. Распространение аксиально-симметричной моды типа E_0 на тонких диссипативных проводниках и в диэлектрической трубке с водой // Журнал радиоэлектроники, № 7, 2015. – 12 с.
2. Скворцов О.Б., Сташенко В.И., Троицкий О.А. Динамические эффекты в проводниках при воздействии импульсных токов // Вестник Сибирского государственного индустриального университета № 1 (31), 2020. – С. 27–34
3. Волков С.С., Николин С.В., Шевченко Н.П. Причины возникновения сил в электромагнитных и квантовых системах. ВестникРГРТУ. Вып. 23. Рязань, 2008. – С.107–113.

MONITORING OF DYNAMIC MECHANICAL PROCESSES IN CONDUCTORS UNDER IMPACT OF PULSE CURRENTS

O. Troitsky¹, O. Skvortsov^{1,2}, V. Stashenko¹

¹IMASH RAN, Moscow, Russia

²Scientific and Technical Center «Balansmash», Moscow, Russia

E-mail: oatroitsky@rambler.ru

The issues of vibration response control in conductors, to the impact of electrical impulses are considered. On the basis of experimental results, it is shown that a single conductor is characterized by a linear dependence of the vibration value on the amplitude of the electric pulse. The direction of vibration in the axial and transverse directions depends on the direction of the applied electrical impulse, and the maximum mechanical impact corresponds to the initial moments of the leading and trailing edges of the electrical impulse.

Key words: electric impulse, magnetic field, vibration, deformation, acceleration, cyclic strength.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ИНДУЦИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

М.Л. Акимов, М.А. Пятаков, О.П. Поляков, П.А. Поляков

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

Представлено решение задачи о нахождении коллективного электростатического поля, индуцированного линейным зарядом, расположенным над плоской поверхностью диэлектрической однородной среды с нелинейной зависимостью диэлектрической восприимчивости от напряженности электрического поля. Найден критерий применимости метода электростатических отображения для нелинейных сред с конкретным типом нелинейного материального уравнения.

Ключевые слова: электростатическое поле, нелинейные диэлектрики, поляризационный заряды.

Хорошо известно классическое решение электростатической задачи о коллективном электрическом поле, индуцированном линейным зарядом, находящимся над плоской поверхностью полубесконечной однородной диэлектрической среды с линейной поляризацией, когда вектор поляризации \vec{P} пропорционален вектору напряженности электрического поля \vec{E} в диэлектрике

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (1)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость, ε_0 – электрическая постоянная [1]. Это поле эквивалентно полю двух фиктивных линейных зарядов, симметрично расположенных относительно плоской поверхности диэлектрика, называемых электростатическими изображениями [1]. В средах с нелинейной диэлектрической восприимчивостью метод электростатических изображений несправедлив и решение аналогичной задачи требует решения нелинейных уравнений электростатики диэлектриков.

В данной работе рассмотрено решение данной задачи для случая нелинейной диэлектрической восприимчивости вида

$$\chi = \frac{P_s (1 - \text{Exp}(-E / E_k))}{\varepsilon_0 E}, \quad (2)$$

где $E = |\vec{E}|$. Пусть γ линейный заряд находящийся в вакууме на расстоянии h от плоской поверхности однородного полубесконечного диэлектрика, как показано на рис. 1. Координатная ось Y перпендикулярна поверхности диэлектрика, а ось X лежит на поверхности диэлектрической среды. Диэлектрик расположен в бесконечном полупространстве в области

$$0 \leq y < -\infty. \quad (3)$$

Математически решение данной задачи можно свести к решению системы двух нелинейных интегральных сингулярных уравнений

$$E_x = E_{\gamma x} + E_{\sigma x} + E_{\rho x}, \quad (4)$$

$$E_y = E_{\gamma y} + E_{\sigma y} + E_{\rho y}, \quad (5)$$

где $E_x = E_x(x, y)$ и $E_y = E_y(x, y)$ значение компонент вектора напряженности электрического поля в некоторой произвольной точке пространства с координатами x и y .

$$E_{\gamma x} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{x}{x^2 + (y-h)^2} \quad (6)$$

$$E_{\sigma x} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} P_y(x', -0) \frac{x-x'}{(x-x')^2 + y^2} dx' \quad (7)$$

$$E_{\rho x} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \operatorname{div} \vec{P}(x', y') \frac{x-x'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} \quad (8)$$

$$E_{\gamma y} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2} \quad (9)$$

$$E_{\sigma y} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} P_y(x', -0) \frac{y}{(x-x')^2 + y^2} dx' \quad (10)$$

$$E_{\rho y} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \operatorname{div} \vec{P}(x', y') \frac{y-y'}{(x-x')^2 + (y-y')^2} \quad (11)$$

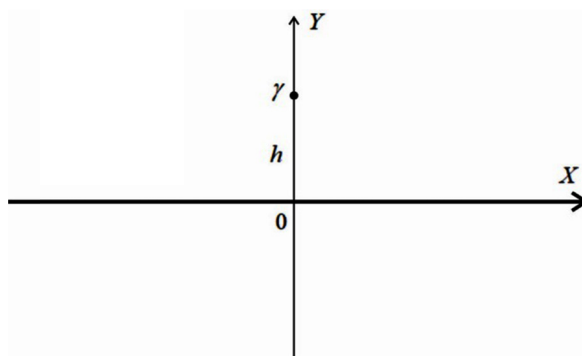


Рисунок 1 – Расположение линейного заряда, находящегося в вакууме на расстоянии h от плоской поверхности однородного полубесконечного диэлектрика

Рассмотрим решение системы уравнений (4) – (11) в случае, когда

$$E / E_k \ll 1. \quad (12)$$

Тогда выражение (2) приближенно будет равно

$$\chi = \chi_0 \left(1 - \frac{E}{E_k} + \dots\right), \quad (13)$$

где

$$\chi_0 = \frac{P_s}{\epsilon_0 E_k}. \quad (14)$$

С учетом разложения (13) будем решать систему (4) – (11) методом последовательных приближений. В первом приближении полагая $\chi = \chi_0$,

найдем, при $y > 0$

$$E_{0x} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{x}{x^2 + (y-h)^2} - \frac{\chi_0}{2 + \chi_0} \frac{x}{x^2 + (y+h)^2} \right], \quad (15)$$

$$E_{0y} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \left[\frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2} - \frac{\chi_0}{2 + \chi_0} \frac{y+h}{x^2 + (y+h)^2} \right], \quad (16)$$

при $y < 0$

$$E_{0x} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{2}{2 + \chi_0} \frac{x}{x^2 + (y+h)^2}, \quad (17)$$

$$E_{0y} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0} \frac{2}{2 + \chi_0} \frac{y-h}{x^2 + (y-h)^2}. \quad (18)$$

Решения первого приближения совпадают с решениями метода изображений для однородных изотропных диэлектриков с постоянной диэлектрической восприимчивостью [1].

Подставляя выражения (17), (18) в (13) для нелинейной восприимчивости в первом приближении, получим

$$\chi = \chi_0 \left(1 - \alpha \frac{h}{\sqrt{x^2 + (y-h)^2}} \right), \quad (19)$$

где

$$\alpha = \frac{2E(h)}{\chi_0 E_k}, \quad (20)$$

$$E(h) = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon_0 h}, \quad (21)$$

Подставляя формулы (17) – (19) в выражения (7), (8) и (10), (11), найдем поправки к напряженности электрического поля, обусловленную нелинейной восприимчивостью (13) и обусловленную поверхностными и объемными поляризационными зарядами диэлектрика

$$\Delta E_{\sigma x} = E_k \alpha^2 \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{h^3}{(x'^2 + h^2)^{3/2}} \frac{x-x'}{(x-x')^2 + y^2}, \quad (22)$$

$$\Delta E_{\sigma y} = E_k \alpha^2 \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \frac{h^3}{(x'^2 + h^2)^{3/2}} \frac{y}{(x-x')^2 + y^2}, \quad (23)$$

$$\Delta E_{\rho x} = -3\alpha^2 \frac{P_s}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \frac{h^2}{(x'^2 + (y'-h)^2)^{3/2}} \frac{x-x'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}, \quad (24)$$

$$\Delta E_{\rho y} = -3\alpha^2 \frac{P_s}{2\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^0 dy' \frac{h^2}{(x'^2 + (y'-h)^2)^{3/2}} \frac{y-y'}{(x-x')^2 + (y-y')^2}. \quad (25)$$

Из формул (22) – (25) следует, что нелинейность диэлектрической восприимчивости (2), (13) дает вклад в коллективное электрическое поле пропорционально второй степени безразмерного параметра (20).

Следовательно, при малых α влияние нелинейности диэлектрической среды несущественно и в первом приближении определяется формулами (15)-(18).

Следует отметить, что для больших значениях начальной диэлектрической восприимчивости $\chi_0 \gg 1$ значение напряженности внешнего поля $E(h)$, при котором будет справедливо решение электрических изображений (15)-(18), можно оценить из условия $\alpha^2 = 0,1$. Тогда, принимая во внимание обозначение (20), для оценки величины внешнего поля $E(h)$ получим соотношение

$$\alpha = \frac{2E(h)}{\chi_0 E_k} = 0,3. \quad (26)$$

Для численной оценки воспользуемся экспериментальными данными работы [2] для сегнетоэлектрика титаната бария BaTiO_3 . Согласно экспериментальному графику этой работы для зависимости диэлектрической восприимчивости от внешнего поля для параметров, входящих в формулу (26) получим следующие оценки $\chi_0 = 200$, $E_k = 2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$. Тогда для величины внешнего поля $E(h)$, для которого будут справедливы решения первого приближения (15)-(18) находим

$$E(h) = 6 \cdot 10^7 \text{ В/м}. \quad (27)$$

Отметим, что значение электрического поля (27) перекрывает весь диапазон больших полей, использованных в экспериментах работы [2].

Список литературы

1. Смайт В. Электростатика и электродинамика. Москва. Изд-во ИЛ. 1954. 604 с.
2. Леонтьев И.Н., Лейдерман А, Тополов В.Ю., Фесенко О.Е. Нелинейные свойства титаната бария в диапазоне электрических полей $0 \leq E \leq 5.5 \cdot 10^7 \text{ В/м}$ // Физика твердого тела. 2003. Т. 45. № 6. С. 1076-1078.

ELECTRIC FIELD OF INDUCED CHARGES OF A NONLINEAR DIELECTRIC MEDIUM

M.L. Akimov, M.A. Piatakov, O.P. Polyakov, P.A. Polyakov

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

E-mail: ml.akimov@physics.msu.ru

The solution of the problem of finding a collective electrostatic field induced by a linear charge located above a flat surface of a dielectric homogeneous medium with a nonlinear dependence of the dielectric susceptibility on the electric field strength is presented. The criterion of applicability of the method of electrostatic mapping for nonlinear media with a specific type of nonlinear material equation is found.

Key words: electrostatic field, nonlinear dielectrics, polarization charges.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ НАНОСТРУКТУРЫ ЭЛЕМЕНТА СТРЕЙНТРОНИКИ

О.П. Поляков^{1,2}, С.И. Касаткин², В.В. Амеличев³,
В.С. Шевцов^{1,2}, П.А. Поляков¹

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия,

³НПП «Технологический центр», Зеленоград, Россия

E-mail: o_polyakov@physics.msu.ru

В рамках модели когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя спин-туннельного элемента, подверженного однородной деформации растяжения и сжатия, рассчитано изменение его магнитосопротивления при перемагничивании внешним магнитным полем. Показано совпадение выводов теории с классическими экспериментальными результатами для материалов как с положительной, так и с отрицательной магнитострикцией.

Ключевые слова: стрейнтроника, гигантское магнитосопротивление, спин-туннельный переход.

В последние годы активно развивается новое направление спинтроники – стрейнтроника [1]. В элементах стрейнтроники присутствует магнитный слой, обладающий высокими магнитострикционными свойствами. Наличие этого слоя позволяет управлять физическими параметрами элементов спинтроники посредством его деформации. В одной из первых экспериментальных работ продемонстрировавшей такую возможность [2] использовался спин-туннельном магниторезистивный элементе квадратной формы. В качестве слоя с положительной магнитострикцией использовался нано слой FeCo, а с отрицательной магнитострикцией – нано слой Ni.

Следуя работе [2] рассмотрим свободный слой туннельного магниторезистивного элемента подвергнутого однородной деформации растяжения или сжатия как показано на рис. 1.

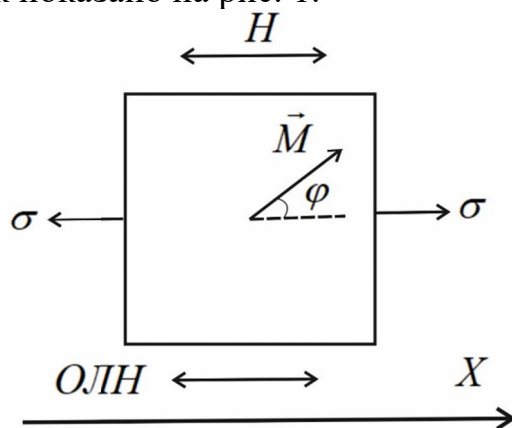


Рисунок 1

Элемент имеет квадратную форму. Ось легкого намагничивания (ОЛН) и направление однородной деформации направлены вдоль координатной оси X .

Вектор намагниченности \vec{M} лежит в плоскости пленки и под действием внешнего поля H может быть ориентирован относительно оси X под углом φ . Для теоретического исследования обратного магнитострикционного эффекта на магниторезистивное сопротивление спин-туннельного магнитного перехода воспользуемся моделью однородного вращения вектора намагниченности (см, например, [3]). Плотность магнитной энергии в этом случае с учетом магнитоупругой энергии будет равна, [3], [4]

$$w = K_u \sin^2 \varphi \pm \frac{3}{2} \lambda \sigma \sin^2 \varphi \mp H M \cos \varphi . \quad (1)$$

Здесь первое слагаемое справа является плотностью энергии одноосной анизотропии. Второе слагаемое - это плотность магнитоупругой энергии [4], где верхний знак соответствует положительной магнитострикции, а нижний - отрицательной. Третье слагаемое плотность энергии взаимодействия внешнего магнитного поля с вектором намагниченности, где верхний знак соответствует направлению поля H вдоль оси X , нижний - против оси X . Величина K_u - константа одноосной анизотропии, λ - относительное изменение длины образца, σ - напряжение.

Введем обозначения

$$K_\sigma = \frac{3}{2} \lambda \sigma, \quad H_{an} = \frac{2K_u}{M}, \quad H_\sigma = \frac{2K_\sigma}{M}, \quad H_{anef} = H_{an} \pm H_\sigma . \quad (2)$$

тогда выражение (1) можно записать в виде

$$w = \frac{H_{anef} M}{2} \sin^2 \varphi \mp H M \cos \varphi . \quad (3)$$

Разделим обе части равенства (3) на модуль величины (плотность энергии эффективной анизотропии)

$$w_{anef} = \frac{H_{anef} M}{2} \quad (4)$$

для безразмерной плотности магнитной энергии \tilde{w} получим

$$\tilde{w} = \frac{w}{|w_{anef}|} = \pm \left[\sin^2 \varphi \mp 2\beta \cos \varphi \right], \quad (5)$$

где введена безразмерная величина

$$\beta = \frac{H}{H_{anef}} . \quad (6)$$

Знак (+) в (5) соответствует случаю, когда $H_{anef} > 0$, знак (-), если $H_{anef} < 0$.

Дифференцируя функцию (5) по переменной φ находим уравнение для определения экстремумов плотности энергии \tilde{w}

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \varphi} = \pm \left[2 \sin \varphi (\cos \varphi \pm \beta) \right] = 0 . \quad (7)$$

Из (5) и (6), что при $H_{anef} > 0$ и $\beta < 1$ энергия \tilde{w} будет иметь два локальных минимума при $\varphi = 0, \pi$. При $\beta > 1$ имеется только один минимум плотности энергии. Если проекция вектора внешнего магнитного поля \vec{H} на ось X равна H , то минимум энергии достигается при $\varphi = 0$. Если же проекция вектора внешнего магнитного поля \vec{H} на ось X равна $-H$, то минимум энергии достигается при $\varphi = \pi$. Соответственно зависимость $\cos \varphi$ от внешнего магнитного поля H при перемагничивании будет иметь зависимость, представленную на рис. 2

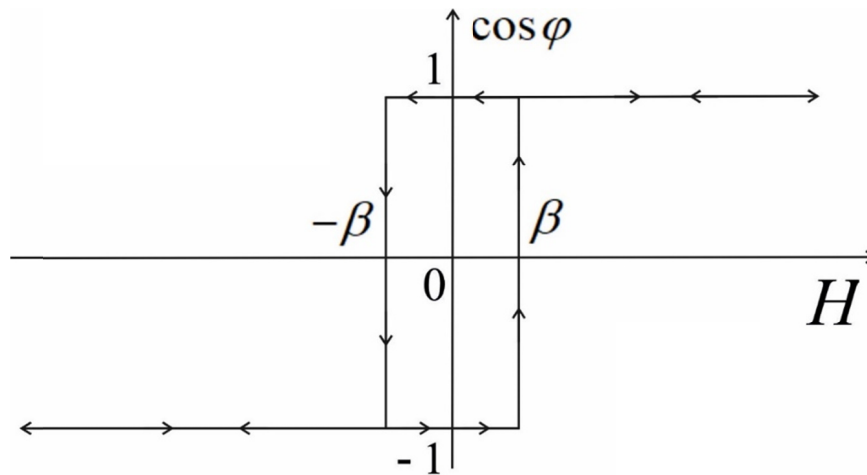


Рисунок 2

В случае $H_{anef} < 0$, то минимум плотности энергии (5) при $|\beta| < 1$ будет достигаться если

$$\cos \varphi = \pm \beta. \quad (8)$$

При $|\beta| > 1$ минимум энергии \tilde{w} будет при

$$\cos \varphi = \pm 1. \quad (9)$$

Соответствующая, зависимость $\cos \varphi$ от внешнего магнитного поля H при перемагничивании изображена на рис. 3.

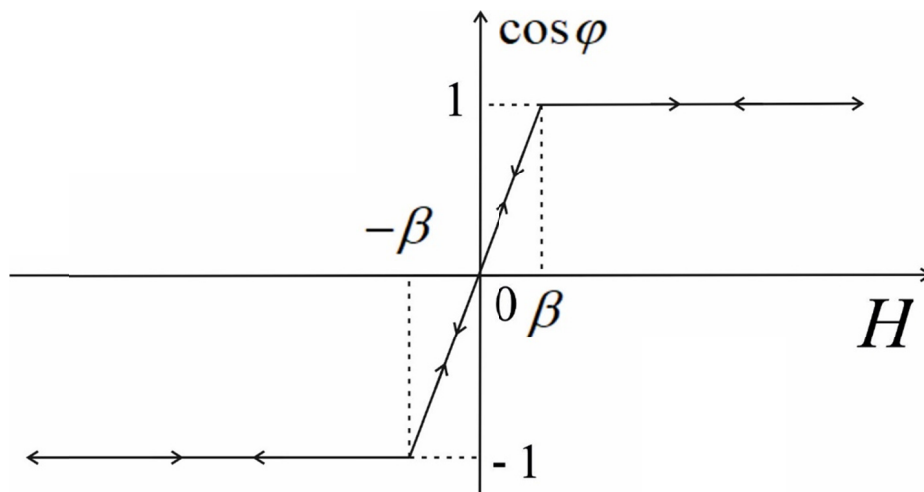


Рисунок 3

Как видно из рис. 3 при указанных параметрах происходит безгистерезисное перемагничивание свободного слоя спин-туннельного магниторезистивного элемента.

Используя приведенную выше теорию, несложно рассчитать изменение гигантского магнитосопротивления спин-туннельного элемента стрейнтроники от внешнего магнитного поля H для случая изображенного на рис. 1 по формуле [5]

$$R(\varphi) = R(\varphi = 0) + \frac{1}{2}[R_{\max} - R_{\min}] \cdot (1 - \cos \varphi). \quad (10)$$

Для безразмерного изменения магнитосопротивления $\Delta\tilde{R}$ находим

$$\Delta\tilde{R} = \frac{R(\varphi) - R(\varphi = 0)}{R_{\max} - R_{\min}} = \frac{1 - \cos \varphi}{2}. \quad (11)$$

Тогда используя полученные выше решения, находим следующие зависимости безразмерного сопротивления $\Delta\tilde{R}$ от внешнего магнитного поля.

При $H_{\text{anef}} > 0$ (рис. 4).

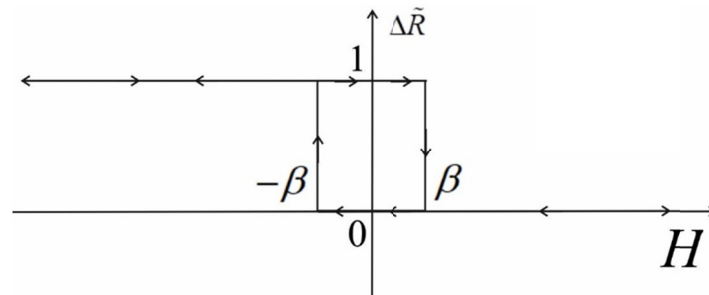


Рисунок 4

При $H_{\text{anef}} < 0$ (рис. 5).

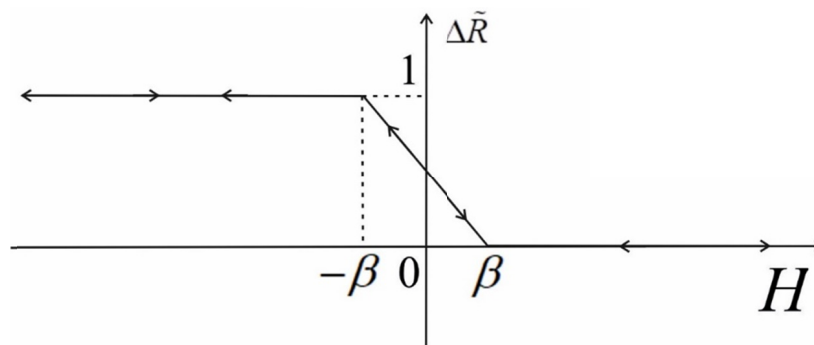


Рисунок 5

Из полученных результатов следует, что в случае материала с положительной магнитоотрицательностью при растяжении, то есть когда $\sigma > 0$ и $K_\sigma > 0$ происходит увеличение эффективной анизотропии $H_{\text{anef}} = H_{\text{an}} + H_\sigma$. Следовательно ширина гистерезисной петли увеличивается рис 4. При сжатии образца $\sigma < 0$ и $K_\sigma < 0$, поэтому $H_{\text{anef}} = H_{\text{an}} - |H_\sigma|$. Соответственно происходит уменьшение ширины гистерезисной петли рис 4. Если $H_\sigma > H_{\text{an}}$, то $H_{\text{anef}} < 0$, тогда ось легкого намагничивания будет перпендикулярна оси X . В этом случае гистерезис в зависимости магнитосопротивления от

перемагничивающего поля H пропадает, а сама зависимость будет иметь вид, представленный на рисунке 5. При отрицательно магнитострикции закономерности на рисунках 4 и 5 будут обратными. Приведенные выводы рассмотренной теории полностью соответствуют основополагающей экспериментальной работе [2].

Список литературы

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов Ю.Л. Стрейтроника — новое направление микро- и нанoeлектроники и науки о материалах (Обзор). //Успехи физических наук. 2018. Т.188. № 12. С. 1288-1330.
2. Lohndorf M., Dukupil S., Wecker J., Ruhrig M., Quandt E. Characterization of magnetic tunnel junctions (MTJ) with magnetostrictive free layer materials. //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. V. 272–276. Part 3, May 2004. P. 2023-2024.
3. Pan Jing, Hu Jing-guo. Ferromagnetic resonance in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers under the stress field. // Physics Letters. 2006. V. A 358. P. 236–241.
4. Бозорт Р. Ферромагнетизм. Москва, изд-во ИЛ, 1956. 784 с.
5. Dukupil S., Bootsman M.-T., Stein S., Lohndorf M., Quandt E. Positive/negative magnetostrictive GMR trilayer systems as strain gauges. //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. V. 290–291. Part 2, April 2005, P. 795-799.

THEORETICAL STUDY OF THE MAGNETORESISTANCE OF THE NANOSTRUCTURE OF THE STRAINTRONIC ELEMENT

**O.P. Polyakov^{1,2}, S.I. Kasatkin², V.V. Amelichev³,
V.S. Shevtsov^{1,2}, P.A. Polyakov¹**

¹Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS, Moscow, Russia

³Scientific-Manufacturing Complex «Technological Centre», Moscow, Russia

E-mail: o_polyakov@physics.msu.ru

Within the framework of the model of coherent rotation of the magnetization vector of the free layer of a spin tunnel element subjected to homogeneous strain of tension and compression, the change in its magnetoresistance during remagnetization by an external magnetic field is calculated. It is shown that the conclusions of the theory coincide with the classical experimental results for materials with both positive and negative magnetostriction

Key words: straintronics, giant magnetoresistance, spin-tunnel transition.

ВЛИЯНИЕ ДОМЕННОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НА ЗАВИСИМОСТЬ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ ОТ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СПИН-ТУННЕЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

В.С. Шевцов^{1,2}, В.В. Амеличев³, Д.В. Васильев³, Ю.В. Казаков³,
С.И. Касаткин², Д.В. Костюк³, О.П. Поляков^{1,2}, П.А. Поляков¹

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

²Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

³НПП «Технологический центр», Москва, Россия

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

Проведено сравнение типичных экспериментальных зависимостей ГМР сопротивления спин-туннельного элемента с теоретически кривыми, полученными с использованием классической теорией Стонера–Вольфарта когерентного перемагничивания, а также при рассмотрении модели некогерентного перемагничивания. Показано, что расчет на основе модели некогерентного перемагничивания демонстрирует лучшее сходство с экспериментальными данными.

Ключевые слова: спин-туннельные элементы, гигантское магнитосопротивление, спинтроника.

Введение

В настоящее время широкое применение в спинтронике находят спин-туннельные гетероструктуры [1-3]. Типичные экспериментальные зависимости изменения ГМР сопротивления в таких структурах при их перемагничивании имеют вид, изображенный на рис. 1 (пунктирные линии). Как правило, при теоретическом анализе этой зависимости используют модель когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя в рамках теории Стонера–Вольфарта [4]. На рис. 1 (сплошные линии) изображены теоретические зависимости сопротивления от величины внешнего магнитного поля, полученные в рамках этой теории. Качественно эта теория удовлетворительно описывает основные особенности гистерезиса ГМР сопротивления, но количественно экспериментальные кривые изменяются более плавно. В этой работе сделана попытка объяснить это расхождение наличием некогерентного изменения вектора намагниченности в свободном слое.

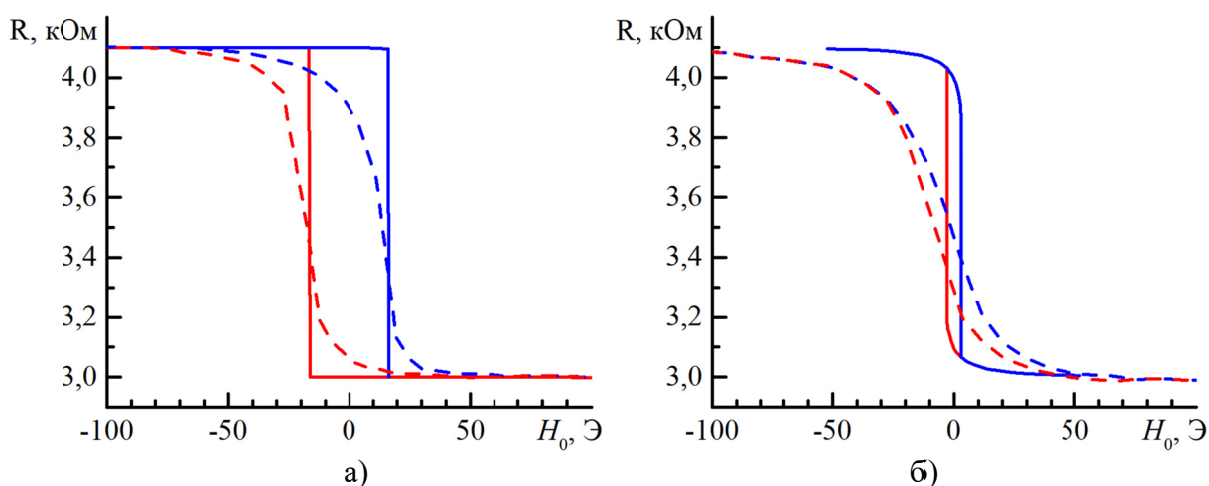


Рисунок 1 – Зависимости изменения ГМР сопротивления R СТМР элемента при $H_{\perp} = 0$ (а) и $H_{\perp} = 10$ Э (б) от величины внешнего магнитного поля H_0 . Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели Стонера–Вольфарта

Параметры исследуемого образца

В работе исследуется ГМР сопротивление спин-туннельного магниторезистивного (СТМР) элемента следующей конфигурации: Ta(10 нм)/ CoFe(2 нм)/ CoFeB(3 нм)/ MgO(3,5 нм)/ CoFeB(3 нм)/ Ru(0,85 нм)/ CoFe(2 нм)/ FeMn(10 нм)/ Ta(10 нм). Данный СТМР элемент содержит так называемую синтетическую антиферромагнитную структуру, состоящую из двух противоположно намагниченных слоев (CoFe и CoFeB), связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через слой рутения (Ru). Это позволяет исключить (или существенно уменьшить) влияние магнитостатического поля фиксирующего магнитного слоя на свободный слой СТМР элемента.

Нанослой СТМР элемента имеют форму эллипсов с полуосями $a = 12$ мкм и $b = 6$ мкм. Ось обменной (однонаправленной) анизотропии (ООА) между антиферромагнитным слоем (FeMn) и ферромагнитным слоем (CoFe) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя CoFeB направлены вдоль большей полуоси a эллипсов. Вдоль оси трудного намагничивания (вдоль полуоси b эллипсов) прикладывается постоянное магнитное поле \vec{H}_{\perp} . Вдоль ОЛН прикладывается внешнее магнитное поле \vec{H}_0 , которое изменяет ориентацию вектора намагниченности \vec{M} свободного слоя, в результате чего возникает неоднородное распределение намагниченности.

Теоретический расчет

Неоднородное перемагничивание моделировалось в рамках микромагнитной двумерной теории с использованием метода динамического установления, основанного на решении динамического уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта. Для этого использовался распространенный программный пакет OOMMF [5]. В результате расчетов действительно было

зафиксировано возникновение неоднородных магнитных структур (доменов) в свободном слое. Одна из таких структур представлена на рис. 2.

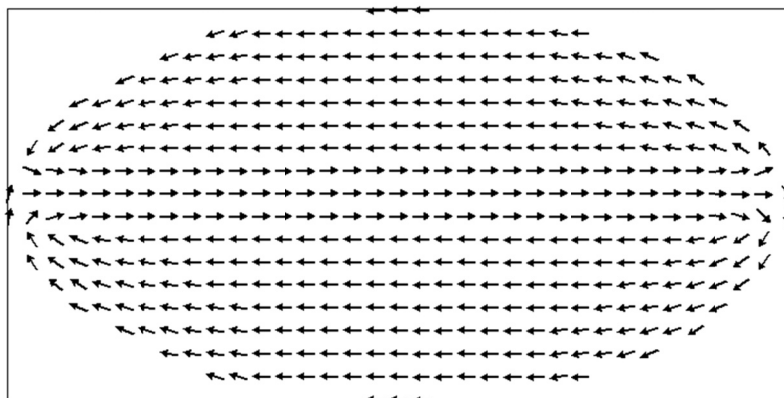


Рисунок 2 – Неоднородное распределение намагниченности в свободном слое, рассчитанное с использованием программного пакета OOMMF, при $H_{\perp} = 0$ и $H_0 = 16$ Э

Расчет зависимости ГМР сопротивления СТМР элемента от величины внешнего магнитного поля производился на основе полученных распределений намагниченности с использованием известной формулы:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = 0,5 \frac{\Delta \rho}{\rho} (1 - \cos \varphi)$$

где φ – угол между векторами намагниченности фиксированной и свободной соседних магнитных пленок, R_0 – минимальное сопротивление СТМР элемента при параллельном расположении векторов намагниченности в соседних слоях ($\varphi = 0$), ΔR – изменение сопротивления СТМР элемента, $\Delta \rho / \rho$ – величина ГМР эффекта.

На рис. 3 представлены результаты теоретических расчетов изменения ГМР сопротивления при некогерентном перемагничивании свободного слоя спин-туннельного элемента, которая значительно лучше приближается к экспериментальной кривой.

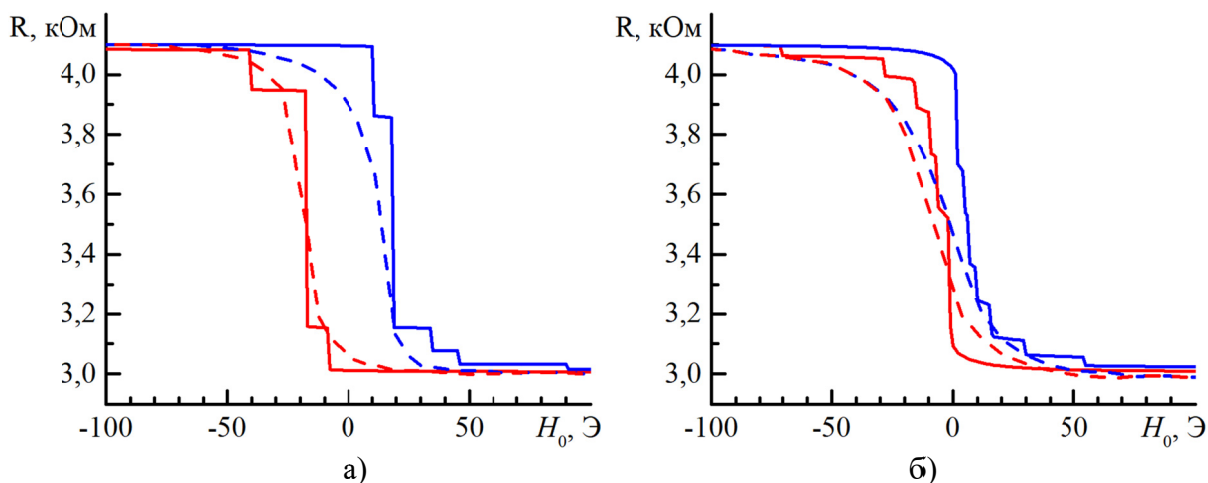


Рисунок 3 – Зависимости изменения ГМР сопротивления R СТМР элемента при $H_{\perp} = 0$ (а) и $H_{\perp} = 10$ Э (б) от величины внешнего магнитного поля H_0 . Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели некогерентного перемагничивания с использованием пакета OOMMF

Заклучение

Можно отметить, что график на рис. 3 принял ступенчатый вид, что связано с особенностью неоднородного перемагничивания эллипсоида, а именно с возникновением доменов (рис. 2). При изменении внешнего магнитного поля происходит резкое перемагничивание определенных участков эллипсоида, в результате чего направление намагниченности в этих областях меняется практически на противоположное.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Список литературы

1. Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al. Exceeding 400% tunnel magnetoresistance at room temperature in epitaxial Fe/MgO/Fe(001) spin-valve-type magnetic tunnel junctions / Applied Physics Letters. 2021. Vol. 118. Iss. 4. P. 042411.
2. Limeira V.P.C., Nagamine L.C.C.M., Geshev J. et al. Misaligned anisotropies in spin-valve films studied through magnetoresistance and magnetization measurements / Journal of Physics: Condensed Matter. 2019. Vol. 31, No. 26. P. 265802.
3. Luong V.S., Nguyena A.T., Hoang Q.K. et al. Magnetoresistive performances in exchange-biased spin valves and their roles in low-field magnetic sensing applications / Journal of Science: Advanced Materials and Devices. 2018. Vol. 3, Iss. 4. P. 399-405.
4. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. Philosophical Transactions of the Royal Society A. 1948. Vol. 240. Iss. 826. P. 599-642.
5. The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF). <https://math.nist.gov/oommf/>

**EFFECT OF THE DOMAIN MAGNETIC STRUCTURE ON THE
DEPENDENCE OF THE GIANT MAGNETORESISTANCE ON THE
EXTERNAL MAGNETIC FIELD IN A SPIN-TUNNELING ELEMENT**
**V.S. Shevtsov^{1,2}, V.V. Amelichev³, D.V. Vasil'ev³, Y.V. Kazakov³, S.I. Kasatkin²,
D.V. Kostyuk³, O.P. Polyakov^{1,2}, P.A. Polyakov¹**
¹Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
²V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS, Moscow, Russia
³Scientific-Manufacturing Complex «Technological Centre», Moscow, Russia
E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

Typical experimental dependences of the GMR resistance of a spin-tunneling element are compared with theoretically obtained curves using the classical Stoner–Wohlfarth theory of coherent magnetization reversal, as well as considering the model of incoherent magnetization reversal. It is shown that the calculation based on the model of incoherent magnetization reversal demonstrates the best similarity with the experimental data.

Keywords: spin-tunnel elements, giant magnetoresistance, spintronics.

ОСОБЕННОСТИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

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

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

E-mail: physphak@mail.ru

В работе рассматриваются экспериментальные результаты, полученные при помощи разработанной нашей научной группой современной магнитооптической установки, позволившей автоматизировать процесс получения и последующего наблюдения доменной структуры, возникающей при намагничивании и перемагничивании плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией.

Ключевые слова: магнитооптическая установка, магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура.

Введение

Магнитные свойства ферромагнитных и ферримагнитных материалов существенно зависят от видов доменных структур, образующихся в этих материалах [1]. Исследование различных типов доменов и механизмов их образования проводится на протяжении сотни лет и, несмотря на значительные достижения в этой области [1,2], не потеряли актуальность и в настоящее время [3-6]. В данной работе рассматривается магнитооптическая установка, позволившая нашей научной группе значительно упростить визуализацию получающейся доменной структуры (в отличие от магнитооптической установки, используемой нами ранее [7]).

1. Основные элементы магнитооптической установки

На рис. 1 представлен основной элемент рассматриваемой магнитооптической установки: система катушек для создания необходимых для всестороннего проведения экспериментальных исследований магнитных полей.

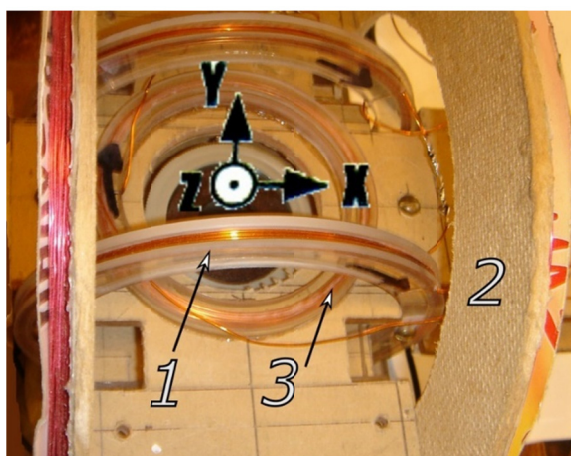


Рисунок 1 – Система катушек магнитооптической установки:

- 1 – малые катушки, в большинстве случаев используемые для насыщения исследуемой плёнки,
- 2 – большие катушки, создающие перемагничивающее или намагничивающее поле,
- 3 – малые катушки, используемые для компенсации поля Земли (а также для создания необходимой для наблюдения эффекта Фарадея компоненты вектора намагниченности)

Для инициирования в исследуемой плёнке процессов намагничивания и перемагничивания используются следующие катушки: малые катушки 1 (*ось Y*), способные создавать поля до 4 Э, в большинстве случаев используемые для насыщения исследуемой плёнки; большие катушки 2 (*ось X*), создающие перемагничивающее или намагничивающее поле (с напряжённостью до 40 Э); малые катушки 3, способные создавать поля до 14 Э (*ось Z*), используемые для компенсации поля Земли. Необходимо отметить, что данные катушки также создают необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности (так как вектор намагниченности выходит из плоскости плёнки не более, чем на 5°).

Общий вид магнитооптической установки представлен на рис. 2. В качестве источника света в данной установке используется матрица из светодиодов белого свечения, что позволяет получить необходимую контрастность изображения доменной структуры (а также обеспечивает равномерное освещение исследуемой плёнки).

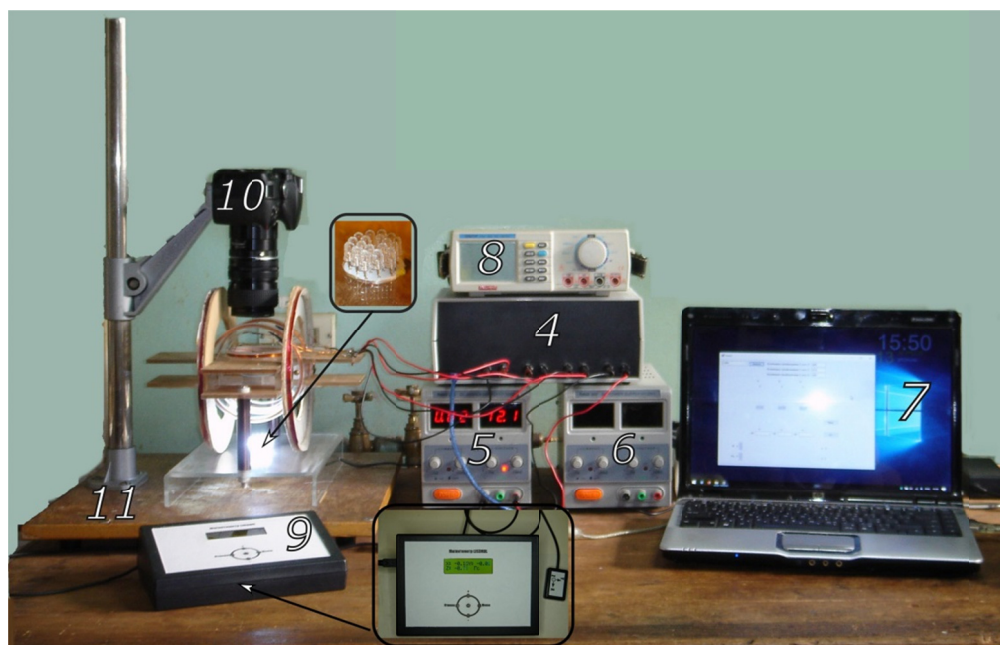


Рисунок 2 – Общий вид магнитооптической установки:

4 – коммутационный блок, 5 – источник питания коммутационного блока (Mastech NY3003),
 6 – дополнительный источник питания коммутационного блока (Mastech NY3003),
 7 – ноутбук, 8 – мультиметр для контроля протекающих в цепи катушек токов (Mastech M9803R), 9 – магнитометр (LIS3MDL), 10 – цифровая камера для регистрации доменной структуры (Nikon D3400), 11 – штатив для закрепления цифровой камеры

С помощью коммутационного блока 4 (управляемого при помощи ПО, установленного на ноутбуке 7) возможно создание необходимых конфигураций полей (с заданием определённых значений напряжённости). Коммутационный блок подключается к источнику питания 5 (Mastech NY3003). Также имеется возможность дополнительно задействовать ещё один такой же источник питания 6 (для создания полей большей напряженности). Для контроля протекающих в цепи катушек токов используется мультиметр 8 (Mastech M9803R). Значения получаемых полей контролируются при помощи

магнитометра 9 (LIS3MDL) (имеющего функцию начальной калибровки с учётом внешнего действующего поля). Изображение доменной структуры регистрируется цифровой камерой 10 (Nikon D3400) (закреплённой на штативе 11), имеющей возможность ручной фокусировки (путём использования объектива Zoom-NIKKOR 35-70 1:3.5-4.8 с удлинительными кольцами). Управление камерой (при помощи программного обеспечения digiCamControl) также осуществляется с ноутбука 7.

2. Экспериментальные результаты, полученные при помощи магнитооптической установки

В качестве примера на рис. 3(а) приведена доменная структура, полученная при 90° намагничивании (из состояния технического насыщения) феррит-гранатовой плёнки со следующими параметрами: состав $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$; 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 плёнки $h = 4$ мкм. Намагничивающее поле H_m полагалось равным 12 Э. В данном случае доменная структура отображается весьма отчетливо. При увеличении намагничивающего поля H_m до 15 Э доменная структура полностью пропадает и наблюдается равномерный контраст по всей площади исследуемой плёнки (рис.3(б)). Это, скорее всего, свидетельствует о том, что происходит переход к механизму однородного вращения намагниченности - как это было показано ранее в работе [8], в которой изложены результаты экспериментальных исследований подобного материала при помощи индукционной методики.

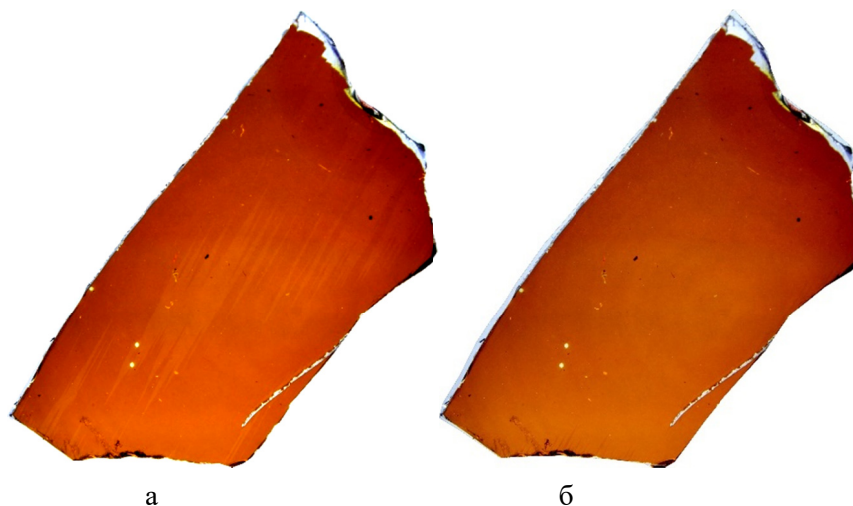


Рисунок 3 – Изображения доменной структуры при 90° намагничивании феррит-гранатовой пленки, полученные при следующих значениях намагничивающего поля: а – $H_m = 12$ Э, б – $H_m = 15$ Э. Намагничивающее поле направлено вдоль одной из осей лёгкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороне кадра слева направо

Следует особо отметить, что подобный эффект обусловлен наличием в плоскости плёнки двухосной анизотропии, которая, в частности, была выявлена в экспериментах по скоростному динамическому намагничиванию [9].

Заключение

В работе рассмотрена современная магнитооптическая установка, позволившая нашей научной группе существенно упростить проводимые экспериментальные исследования. Показано, что полученные на данной установке экспериментальные результаты хорошо совпадают с результатами, полученными нами ранее при помощи экспериментов по скоростному динамическому намагничиванию [8]: в частности, при 90° намагничивании рассматриваемой в работе феррит-гранатовой плёнки (с двухосной и плоскостной анизотропией) наблюдается ярко выраженный переход к механизму однородного вращения намагниченности при значении намагничивающего поля $H_m = 15$ Э.

Список литературы

1. Alex Hubert, Rudolf Schäfer. Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures. Corrected. 2009. 3rd Printing. Springer Berlin Heidelberg New York. 707 P.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. Магнитные свойства диа-, пара-, ферро-, антиферро- и ферримагнетиков. М. 1971. 1032 С.
3. Yulan Li, Ke Xu, Shenyang Hu, Jon Suter, Daniel K Schreiber, Pradeep Ramuhalli, Bradley R Johnson and John McCloy. Computational and experimental investigations of magnetic domain structures in patterned magnetic thin films. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. V. 48. № 3. PP. 305001-305002.
4. Juanying Jiao, Tao Wang, Tianyong Ma, Ying Wang and Fashen Li. Achievement of Diverse Domain Structures in Soft Magnetic Thin Film through Adjusting Intrinsic Magnetocrystalline Anisotropy. // Nanoscale Research Letters. 2017. V. 12:21. PP. 1-6.
5. Timo Ueltzhoffer, Christoph Schmidt, Ingo Krug, Florian Nickel, Daniel Gottlob, and Arno Ehresmann. Néel walls between tailored parallel-stripe domains in IrMn/CoFe exchange bias layers. // Journal of Applied Physics. 2015. V. 117. № 12. PP. 123904-123905.
6. Губернаторов В.В., Драгошанский Ю.Н., Сычева Т.С., Ольков С.А. Влияние механических и термических воздействий на доменную структуру и магнитострикцию магнитомягких сплавов на основе железа. // ФММ. 2012. Т. 113. № 9. С. 888–893.
7. Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А. Влияние двухосной анизотропии на доменную структуру в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией. // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 11. С. 1560–1564.
8. Ильяшенко Е.И., Колотов О.С., Матюнин А.В., Миронец О.А. 90° импульсное намагничивание пленок ферритов-гранатов с анизотропией “лёгкая плоскость” // ФТТ. 2006. Т. 48. Вып. 2. С. 280–285.
9. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Исследование влияния двухосной анизотропии на нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс 90° импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа “лёгкая плоскость”. // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 8. С. 1114–1118.

FEATURES OF QUASI-STATIONARY MAGNETIZATION OF FERRITE-GARNET FILMS WITH IN-PLANE ANISOTROPY

A.V. Matyunin, G.M. Nikoladze, P.A. Polyakov

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

E-mail: physphak@mail.ru

In this paper we consider the experimental results obtained with the help of a modern magneto-optical setup developed by our scientific group, which made it possible to automate the process of obtaining and subsequent observation of the domain structure that occurs during magnetization and magnetization reversal of ferrite-garnet films with in-plane anisotropy.

Key words: magneto-optical setup, magneto-optical investigations, anisotropy, ferrite-garnet films, domain structure.

СЕКЦИЯ 4
ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ
РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ
Сопредседатели: д.т.н., проф. С.В. Серебрянников (НИУ «МЭИ»),
к.т.н., доц. Т.Г. Безъязыкова (СПбГУТ)

ИЗУЧЕНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПОЗИТОВ ПОЛИМЕР/ФЕРРИТ-ШПИНЕЛЬ В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 500–5000 МГц

**В.Г. Костишин, Р.И. Шакирзянов, И.М. Исаев, А.Р. Каюмова,
Б.М. Скибо, Д.В. Салогуб**

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Москва, Россия

E-mail: shakirzyanoff.rafael@yandex.ru

В работе изучены радиопоглощающие свойства феррит-полимерных композитов в диапазоне частот 500–5000 МГц. В качестве включений использовались ферриты-шпинели марок 2000НМ, 2000НН. В роли матрицы (связующего) использовались полимеры полистирол, поли(винилидфторид-тетрафторэтилен). Показано, что использование матрицы из полимеров с сегнетоэлектрическими свойствами дает дополнительные преимущества в виде технологичности синтеза и улучшенных радиопоглощающих свойств по сравнению с параэлектрическим полистиролом. Рассмотрены основные способы оценки радиопоглощающих характеристик в полимерных композитах.

Ключевые слова: радиопоглощение, сегнетоэлектрический полимер, ПВДФ, полимерные композиты, феррит-шпинель.

Введение

Современный мир изобилует электронными устройствами, передающими электромагнитные волны (ЭМВ), что создает высокий фон электромагнитного излучения (ЭМИ). Частотный диапазон ЭМИ бытовых и гражданских устройств лежит от 50 Гц до десятков ГГц, что создает широкий спектр сложного электромагнитного фона в жилых помещениях и на рабочих местах. Влияние электромагнитных полей на здоровье человека обсуждается в научном сообществе [1,2]. Есть основания полагать, что переход в технологию 5G могут наносить серьезный вред человеку через облучение от антенн базовых станций [3]. Решение вышеуказанных проблем возможно с применением радиопоглощающих материалов (РПМ) или радиоэкранирующих материалов (РЭМ). РПМ могут также использоваться для электромагнитной совместимости оборудования (безэховые камеры), технологии «СТЕЛС» в военной промышленности. В последнее время активно изучаются полимерные радиопоглощающие композиты с различными видами наполнителей: проводящие наполнители (графит, графен, углеродные нанотрубки, оксид графена) [4, 5], диэлектрические наполнители (оксиды титана, хрома, карбид кремния) [6, 7], магнитные наполнители (ферриты со структурой шпинели, гексаферриты, железо) [8-13]. Также известны композиционные материалы, в которых полимерная матрица может выступать не только как связующее, а как функциональный материал. Например, известны поглотители на основе полимеров с полупроводниковыми свойствами (полианлин) [14]. При сочетании компонентов с разными физическими свойствами можно добиться высоких радиопоглощающих характеристик за счет сочетания нескольких

видов электромагнитных потерь: магнитные потери (потери на перемагничивание, потери при магнитных резонансах (резонанс доменных границ (РДГ), естественный ферромагнитный резонанс (ЕФМР)), диэлектрические потери (потери на ионную, дипольную поляризацию), потери на вихревые токи, межфазную поляризацию [15]. Основными проблемами при разработке поглотителей ЭМИ являются подбор концентраций отдельных компонентов для обеспечения наилучшего радиопоглощения и приемлемых механических и массогабаритных характеристик.

Важным составляющим при разработке радиопоглощающего материала является выполнение условий согласования импедансов в определенном частотном диапазоне. Для изучения радиопоглощения необходимо рассматривать частотные спектры относительных комплексных диэлектрической ϵ_r^* и магнитной проницаемостей μ_r^* , а также спектр электрической проводимости σ . Действительные части комплексных проницаемостей показывают часть энергии ЭМВ, накапливающуюся в материале при процессах поляризации и намагничивания, а мнимые части – теряющуюся энергию ЭМВ при вышеуказанных процессах. Можно утверждать, что виды спектров ϵ_r^* , μ_r^* будут определять поглощение ЭМВ в РПМ [15, 16].

Радиопоглощение при расположении РПМ на металле определяется коэффициентом отражения от системы отражатель/РПМ – S_{11} . Этот коэффициент также записывают как R_l (коэффициент отражения на металлической пластине) и рассчитывают по спектрам ϵ_r^* , μ_r^* , используя теорию передающих СВЧ линий и уравнения Максвелла [17]. При определенных значениях волнового импеданса Z_{in} системы отражатель/РПМ, который зависит от толщины поглотителя, коэффициент отражения (при нормальном падении ЭМВ) принимает минимальное значение, поскольку интерферируемые ЭМВ, отраженные от границы раздела воздух/поглотитель и поглотитель/отражатель, будут одинаковой амплитуды, что обеспечит гашение ЭМ волн. Можно предположить, что выполнение вышеописанных условий для РПМ, сочетающего магнитные, диэлектрические и проводящие добавки наиболее вероятен в частотах, в которых происходят процессы релаксации поляризации диполей, межфазной поляризации, ионной поляризации, а также ЕФМР и РДГ. Широко распространен метод оценки радиопоглощающих свойств РПМ, при котором спектры поглощения рассчитываются для различных толщин используя формулы (1), (2):

$$Z_{in} = Z_m \tanh(-\gamma h), \quad (1)$$

где $Z_m = Z_0 \sqrt{|\mu_r^*/\epsilon_r^*|}$ – волновое сопротивление материала,
 $\gamma = i2\pi f c^{-1} \sqrt{\mu_r^* \epsilon_r^*}$ – коэффициент распространения.

$$R_l = \left| \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \right|, \quad (2)$$

где Z_0 – волновое сопротивление воздуха.

Ранее, было показано, что полукристаллические сополимеры ПВДФ имеют выраженные сегнетоэлектрические свойства (а также пьезоэлектрический и приоэлектрические эффекты) и достаточно технологичны для использования в качестве матриц или связок для функциональных полимерных композитов [18, 19]. За счет сегнетоэлектрических свойств ожидаются более интенсивные потери от дипольной релаксационной поляризации в высоких частотах ЭМИ. Чтобы проверить это в данной работе методом термопрессования синтезированы композиты с использованием промышленных ферритов-шпинелей 2000НН, 2000НМ в качестве включений, а также матрицами из сополимера ПВДФ поли(винилиденфторид-тетрафторэтилен) (П(ВДФ-ТФЭ)) и полистирола (ПС). У синтезированных композитов были измерены спектры магнитной проницаемости, диэлектрической проницаемости, а также коэффициента отражения на металлической пластине.

Образцы и методика эксперимента

Образцы композитов изготавливались прессованием смесей порошков исходных компонентов. Для измерений электромагнитных характеристик образцы формовались в кольца (внешний диаметр 16 мм, внутренний диаметр 7 мм, толщина 6 мм). В качестве исходных компонентов были использованы сополимер ПВДФ П(ВДФ-ТФЭ) марки Ф-42 (порошок, фракция ~45 мкм) с химической формулой $[(-CF_2-CH_2-)_n-(CF_2-CF_2-)_m]_k$, где $n=71$, $m=29$ и полистирол марки 525 (гранулы с линейным размером 5 мм). Ферритовые порошки (включения) имели фракцию < 45 мкм и имели химические составы $Ni_{0.32}Zn_{0.68}Fe_2O_4$ (марка 2000НН), $Mn_{0.58}Zn_{0.26}Fe_{0.16}Fe_2O_4$ (марка 2000НМ). Так как размер гранул ПС намного превосходил размер ферритовых порошков перед термопрессованием ПС растворялся в ацетоне. Полученный раствор смешивался с ферритовыми частицами с применением ультразвукового диспергатора. Далее, растворитель удалялся выпариванием смеси в термостате. Полученные пленки измельчались и загружались в пресс-форму. В случае композитов на основе Ф-42 смешение компонентов производилось в фарфоровой ступке. Термопрессование производилось при давлении 12 МПа и температуре 190 °С (время выдержки 10 мин) для композитов с Ф-42 и 120 МПа, 90 °С (время выдержки 5 мин) для композитов с ПС, соответственно. Для наблюдения низкочастотных дипольных поляризационных процессов были сделаны образцы в виде таблеток с диаметром 12 мм и толщиной 1 мм. Для всех образцов композитов массовые доли феррита лежали в диапазоне от 0,2 до 0,8 с шагом 0,2. Измерения в диапазоне частот 1 – 7000 МГц производились на векторном анализаторе цепей Rohde & Schwartz ZVL-13. Низкочастотные измерения (от 25 Гц до 1 МГц) проводились на RLC-измерителе E7-20 на образцах в виде таблеток, на которые методом вакуумно-термического испарения наносились медные контакты. Для сравнения электромагнитных характеристик композитов с исходными компонентами были использованы ферритовые керамические кольца марок 2000НН, 2000НМ с химическим составом аналогичным составу порошков. Для характеристики

электромагнитных свойств полимеров использовались кольца и таблетки из Ф-42, ПС также изготовленные термопрессованием.

Результаты и их обсуждение

Изучение электромагнитных характеристик композитов начиналось со сравнения спектров комплексной магнитной проницаемости. Общий вид спектров магнитной проницаемости композитов на основе ПС и Ф-42 был идентичным, однако для некоторых образцов максимальные значения действительной части μ_r' и мнимой μ_r'' в рассматриваемом диапазоне различались на 5–10 %. Это объясняется более однородным распределением компонентов в случае композитов Ф-42/2000НМ и Ф-42/2000НН.

Поскольку природа и химический состав полимеров не влияют на магнитные свойства полученных композитов основные особенности спектров можно рассмотреть на примере составов на основе Ф-42. На рис. 1а, 1б представлены спектры $\mu_r'(f)$ и $\mu_r''(f)$ для Ф-42/2000НМ. Видно, что на спектрах присутствует выраженная дисперсия магнитной проницаемости, связанная с процессами РДГ и ЕФМР. Можно отметить, что с увеличением доли магнитной фазы в композите частотное положение максимального значения μ_r'' сдвигается в область низких частот. Согласно теории ферромагнитного резонанса частотная дисперсия магнитной восприимчивости χ_m характеризуется дисперсией при изменении внешнего магнитного поля или при изменении частоты переменного магнитного поля [20].

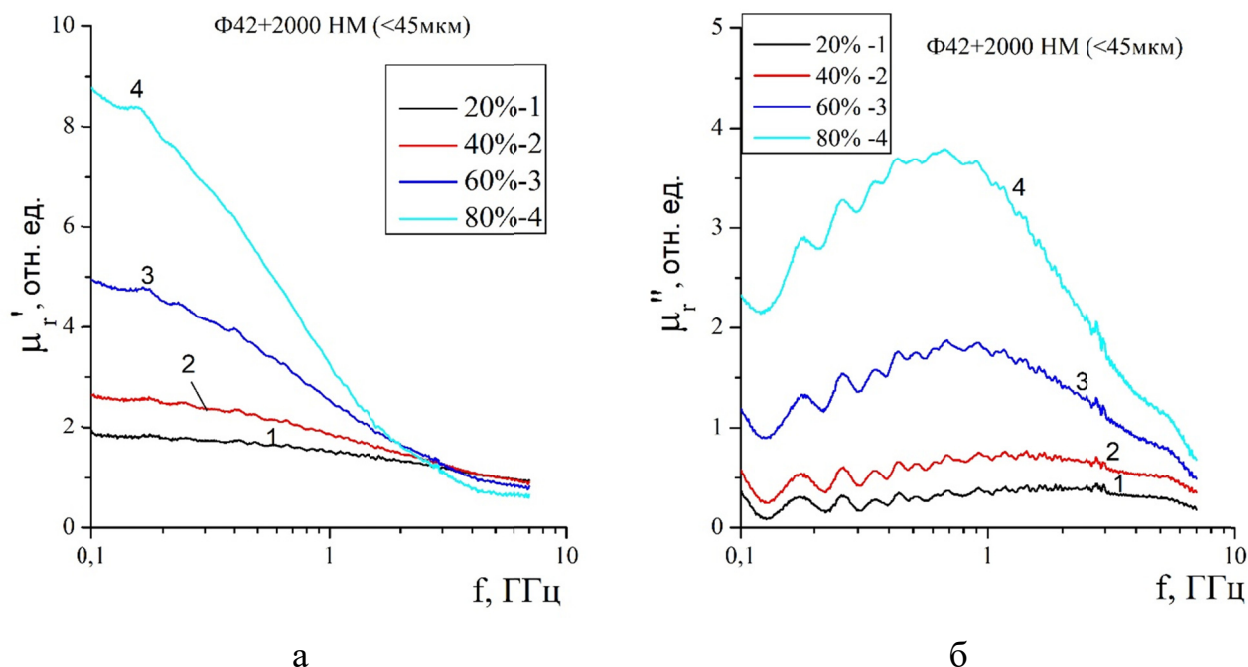


Рисунок 1 – Частотные спектры действительной (а) и мнимой (б) частей магнитной проницаемости для композита Ф-42/2000НМ

Явление ЕФМР в ферритах определяется прецессией вектора намагниченности, которая зависит от внутреннего поля. Внутренне поле, в свою очередь, определяется магнитной кристаллографической анизотропией, анизотропией роста (напряжений), полем размагничивающих факторов и т. д.

Известно, что частота прецессии вектора намагниченности прямо пропорциональна внутреннему полю [21]. На частоте прецессии (частоте дисперсии) магнитная проницаемость μ_r' претерпевает резкое падение на частотном спектре, а μ_r'' проходит через максимум.

Измеренные спектры $\mu_r'(f)$ и $\mu_r''(f)$ для ферритов 2000НМ и 2000НН показывают, что частота составляет дисперсии около 2 МГц. В случае магнитных полимерных композитов частота дисперсии сдвигается в область высоких частот, поскольку малые частицы феррита, во-первых, не имеют большого количества магнитных доменов, движение стенок которых вносит вклад в низкочастотную магнитную проницаемость, во-вторых, изменяется динамический отклик намагниченности разделенных между собой магнитных частиц. На ферритовые включения в полимерном композите действуют размагничивающие поля, которые изменяют коллективную прецессию векторов намагниченности в феррите за счет изменения эффективного поля в отдельной частице.

В работе [22] показано, что при аппроксимации спектров комплексной эффективной магнитной проницаемости феррит-полимерных композитов формулами, описывающими процессы РДГ и ЕФМР, то значительный сдвиг частоты дисперсии наблюдается для процессов ЕФМР.

Спектры диэлектрической проницаемости (рис. 2а, 2б и 3а, 3б) показывают, что в области частот 100 – 5000 МГц выраженной дисперсии диэлектрической проницаемости для всех композитов не наблюдается. Исключение составляют спектры некоторых композитов с 2000НМ, в которых наблюдается спад диэлектрической проницаемости в области частот более 1000 МГц. Вероятно, в данном случае на измерения влияет скин-эффект, при котором ЭМВ быстро затухает в объеме композита при превышении некоторой частоты и пересчет S -параметров по методике Никельсона-Росса-Вира проводится не корректно. При превышении концентрации выше порога электрической перкаляции происходит резкое возрастание проводимости композита и уменьшение скин-слоя. Как можно видеть на рис. 2а и 3б диэлектрическая проницаемость Ni-Zn и Mn-Zn ферритов значительно различается. Mn-Zn ферриты характеризуются высокой проводимостью, близкой к полупроводниковой, что обуславливает высокое значение диэлектрической проницаемости.

Отсутствие выраженной дисперсии в спектрах диэлектрической проницаемости по сравнению со спектрами $\mu_r'(f)$ и $\mu_r''(f)$ можно объяснить тем, что релаксационная частота дипольной поляризации лежит в области частот ниже, чем рассматриваемая в данной работе. Для чистого ПС в области частот 25 Гц – 7000 МГц релаксационных процессов не обнаружено, а значение ε_r'' близко к нулю. Измеренные спектры показывают, что значения ε_r' и ε_r'' в Ф-42 выше, чем в ПС, поскольку в П(ВДФ-ТФЭ) имеется сегнетоэлектрическая фаза, в которой более выражены поляризационные процессы. Измеренное значение диэлектрической проницаемости ε_r' во частотном диапазоне 25 Гц – 1 МГц находится в пределах от 18 до 400. Высокое значение проницаемости в полученных образцах связано с межфазной поляризацией между относительно

проводящими частицами Mn-Zn и Ni-Zn ферритов и матрицей Ф-42. Выше порога электрической перкаляции эффективная диэлектрическая проницаемость определяется диэлектрическими свойствами феррита.

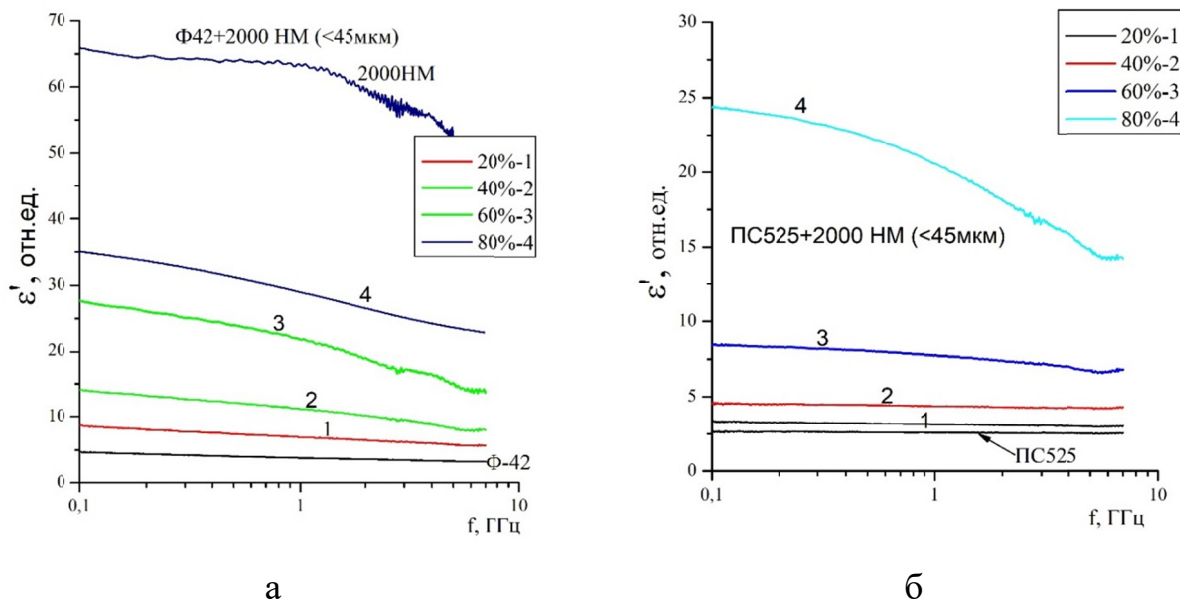


Рисунок 2 – Частотные спектры действительной части диэлектрической проницаемости для композита $\Phi-42/2000\text{NM}$ (а) и $\text{PC}/2000\text{NM}$ (б)

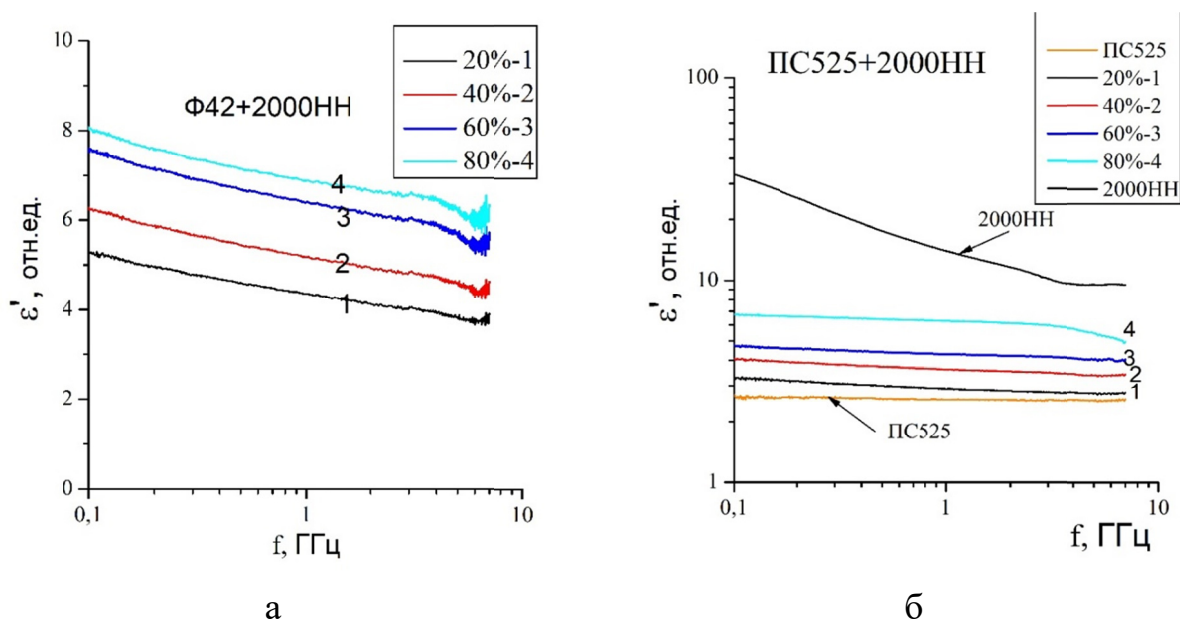


Рисунок 3 – Частотные спектры действительной части диэлектрической проницаемости для композита $\Phi-42/2000\text{NM}$ (а) и $\text{PC}/2000\text{NM}$ (б)

Межфазная поляризация имеется и в керамических поликристаллических ферритах, поскольку в них также сосуществует две фазы – межзеренная аморфная фаза (плохой проводник) и кристаллические зерна (хороший проводник). Диэлектрическая проницаемость ферритов в таком случае описывается моделью Купа [23].

С другой стороны, высокое значение диэлектрической проницаемости может быть связано с вкладом β -фазы ПВДФ. Ранее показано [24, 13], что

введение керамических ферритовых частиц в ПВДФ при синтезе пленок феррит-полимерных композитов из раствора и расплава увеличивает число центров кристаллизации и количество сегнетоэлектрической фазы. Таким образом, можно предположить, что высокое значение ϵ_r' для композитов на основе Ф-42 в высокочастотной области может быть связано с электрофизическими свойствами полимера (дипольной поляризацией, наблюдаемой в низкочастотной области) и особенностями его кристаллизации при синтезе. Спектры коэффициента отражения на металлической пластине представлены на рис. 4. Можно видеть, что для композитов Ф-42/2000НМ и ПС/2000НМ минимальные значения коэффициентов отражения составляют около -25 дБ с шириной на уровне -10 дБ около 2 ГГц.

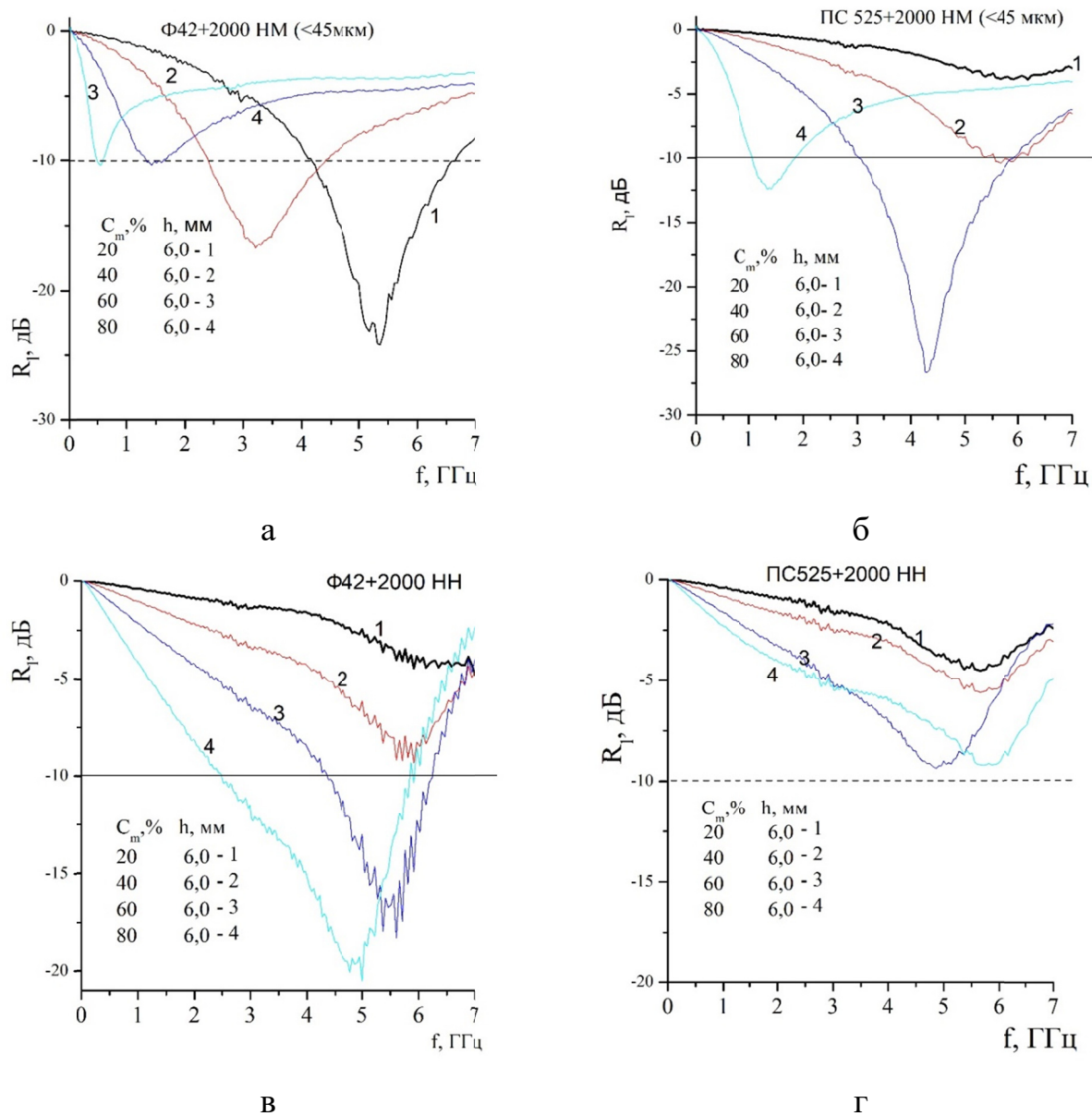


Рисунок 4 – Частотные спектры коэффициента отражения на металлической пластине для полученных композитов

Стоит отметить, что выраженное радиопоглощение обнаружено для композита Ф-42/2000НМ для массовой доли 0,2 и 0,4. Такой результат показывает, что возможно создание материала для радиопоглотителей с хорошими массогабаритными показателями. Для композитов на основе ПС высокое радиопоглощение наблюдается только для концентрации 0,6. Столь низкое значение R_l можно объяснить согласованием импедансов на определенной частоте ЭМИ. К тому же, в композитах с Mn-Zn ферритами из-за высокой проводимости возможны интенсивные потери на вихревые токи выше порога электрической перкаляции. Таким образом, высокое радиопоглощение композита ПС/2000НМ с массовой долей феррита 0,6 можно связать с вышеописанными особенностями. Влияние природы полимерной матрицы на радиопоглощение в композитах наглядно показано на примере композитов с Ni-Zn ферритами (рис. 6в и 6г). Так, для композитов Ф-42/2000НН коэффициент отражения имеет значение -20 дБ (для массовых долей 0,6 и 0,8), в то время как для композитов ПС/2000НН поглощение не ниже -10 дБ.

Заключение

В работе в диапазоне частот 500–5000 МГц измерены электромагнитные свойства феррит-полимерных композитов Ф-42/2000НМ, Ф-42/2000НН, ПС/2000НМ, ПС/2000НН. Полученные спектры комплексной диэлектрической проницаемости свидетельствуют о том, что в композитах на основе Ф-42 диэлектрическая проницаемость выше, чем в композитах на основе полистирола. Это объясняется тем, что в сополимере ПВДФ присутствует значительная доля сегнетоэлектрической β -фазы, поляризационные процессы в которой увеличивают значение ϵ_r' . Спектры комплексной магнитной проницаемости показывают, что в области частот 500–5000 МГц происходят процессы РДГ и ЕФМР. Область дисперсии с увеличением концентрации феррита смещается в область низких частот. Оценка радиопоглощающих характеристик с использованием коэффициента отражения от металлической пластины R_l показала, что композиты состава Ф-42/2000НМ с наполнением 0,2 и 0,4 имеют пиковое поглощение менее -20 дБ в рассматриваемом частотном диапазоне. Для состава ПС/2000НМ такие свойства обнаружены только для композита с долей 0,6. Спектры $R_l(f)$ составов с включениями из 2000НН показывают более выраженные различия: коэффициент отражения для композитов на основе полистирола имеет значения не менее -10 дБ, в то время в композитах с матрицей П(ВДФ-ТФЭ) значения R_l достигают -20 дБ для массовых долей 0,6 и 0,8. Эффект усиления поглощения в композитах с П(ВДФ-ТФЭ) может быть связан с увеличением доли сегнетоэлектрической фазы в матрице при кристаллизации совместно с керамическими ферритовыми частицами.

Исследование выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда (соглашение № 19-19-00694 от 06.05.2019 г.).

Список литературы

1. Мордачев В.И. Оценка уровня электромагнитного фона, создаваемого беспроводными системами информационного обслуживания населения, на основе прогноза территориальной плотности трафика. – Доклады Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, 2019. – Т. 2. – С. 39 – 49.
2. Ю.М. Сподобаев, В.П. Кубанов. Основы электромагнитной экологии. – Москва: Радио и связь, 2000. – р. 240.
3. В.С. Цепелев, Т.Г. Пасичник, Л.Г. Турчанинов и др. Труды международного симпозиума Надежность и Качество. – Пенза: Электромагнитное загрязнение окружающей среды, 2019. – Т. 2. – С. 200 – 204.
4. F. Meng, H. Wang, F. Huang, Y. Guo, Z. Wang, D. Hui, Z. Zhou. Graphene-based microwave absorbing composites: A review and prospective. – Composites Part B, 2018, V. 137. – pp. 260-270.
5. J.M. Thomassin, C. Jerome, T. Pardoen, C. Bailly, I. Huynen, C. Detrembleur. Polymer/carbon based composites as electromagnetic interference (EMI). – Materials Science and Engineering R, 2013, V. 74. – pp. 211-232.
6. Z. Yang, W. Ren, L. Zhu, Y. Qing, Z. Huang, F. Luo, W. Zhou. Electromagnetic-wave absorption property of Cr₂O₃eTiO₂ coating with frequency selective surface. – Journal of Alloys and Compounds, 2019. V. 803. – pp. 111-117.
7. Z. Shen, J. Chen, B. Li, G. Li, Z. Zhang, X. Hou. Recent progress in SiC nanowires as electromagnetic microwaves absorbing materials. – Journal of Alloys and Compounds, 2020, V. 815. – p. 152388.
8. D. Kumar, A. Moharana, A. Kumar. Current trends in spinel based modified polymer composite materials for electromagnetic shielding. – Materials Today Chemistry, 2020, V. 17. – p. 100346.
9. S. Kumar, G. Datt, A.S. Kumar, A.C. Abhyankar. Enhanced absorption of microwave radiations through flexible polyvinyl alcohol-carbon black/barium hexaferrite composite films. – Journal of Applied Physics, 2016, V. 120. – p. 164901.
10. X. Zeng, X. Cheng, R. Yu, G.D. Stucky. Electromagnetic microwave absorption theory and recent achievements in microwave absorbers. – Carbon, 2020, V. 168. – pp. 606-623.
11. А.В. Лопатин, Н.Е. Казанцева, Ю.Н. Казанцев, О.А. Дьяконова, Я. Вилчакова, П. Сага. Эффективность использования магнитных полимерных композитов в качестве радиопоглощающих материалов. – Радиотехника и электроника, 2008, Т. 53 – № 5. – С. 517-526.
12. S.B. Narang, K. Pubby. Nickel Spinel Ferrites: A review. – Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2021, V. 519. – p. 167163.
13. Р.И. Шакирзянов, В.Г. Костишин, А.Т. Морченко и др. – Журн. неорг. химии, 2020, Т. 65 – № 6. – С. 829.
14. V. Babayan, N.E. Kazantseva, R. Moučka et al. Combined effect of demagnetizing field and induced magnetic anisotropy on the magnetic properties of manganese–zinc ferrite composites. – Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2012, V. 324 – № 2. – pp. 161-172.
15. Михайлин Ю.А. Специальные полимерные композиционные материалы. – СПб: Научные основы технологии, 2009. – 660 с.
16. M. Saini, R. Shukla, A. Kumar. Cd²⁺ substituted nickel ferrite doped polyaniline nanocomposites as effective shield against electromagnetic radiation in X-band frequency. – J. Magn. Magn. Mater., 2019, V. 491. – p. 165549.
17. Jenn D.C. Radar and Laser Cross Section Engineering. – AIAA, 1995. – p. 476.
18. Р.И. Шакирзянов, В.А. Астахов, А.Т. Морченко и др. XXIV Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». – Москва : Общество с ограниченной ответственностью «Научно-издательский центр ИНФРА-М», 2016. – С. 343-358.
19. Кочервинский В.В. Сегнетоэлектрические свойства полимеров на основе винилиденфторида. – Успехи химии, 1999, Т. 68 – № 10. – С. 821-857.

20. Боков В.А. Физика магнетиков: Учеб. пособие для вузов. – СПб: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Невский Диалект, БХВ-Петербург, 2002. – 272 с.
21. Л.М. Летюк, А.М. Бадбашов, Д.Г. Крутогин, А.В. Гончар, И.Г. Кудряшкин, А.М. Саддугей. Технология производства материалов магнитоэлектроники. – Москва: Металлургия, 1994. – 416 с.
22. Tsuoka T. Frequency dispersion of complex permeability in Mn-Zn and Ni-Zn spinel ferrites and their composite materials. – Journal of Applied Physics, 2003, т. 93 – № 5. – pp. 2789-2796.
23. J. Fan, F.R. Sale. The microstructures, magnetic properties and impedance analysis of Mn-Zn ferrites doped with B₂O₃. – Journal of the European Ceramic Society, 2000, т. 20. – pp. 2743-2751.
24. Р.И. Шакирзянов, В.А. Астахов, А.Т. Морченко и др. Структурные свойства пленок сегнетоэлектрических полимеров (ПВДФ и фторопласт-42, эластомер СКФ-32) и композитов на их основе. – Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов, 2016, Т. 8. – С. 398-403.

STUDY OF RADAR-ABSORBING CHARACTERISTICS OF POLYMER / FERRITE-SPINEL COMPOSITES IN THE FREQUENCY RANGE OF 500- 5000 MHz

**V.G. Kostishin, R.I. Shakirzyanov, I.M. Isaev, A.R. Kayumova,
B.M. Skibo, D.V. Salogub**

NUST «MISIS», Moscow, Russia

E-mail: shakirzyanoff.rafael@yandex.ru

The radar-absorbing properties of ferrite-polymer composites in the frequency range of 500-5000 MHz are investigated. Spinel ferrites of grades 2000NM, 2000NN were used as inclusions in polymer matrix. Polymers polystyrene, poly (vinylidene fluoride-tetrafluoroethylene) were used as a matrix (binder). It is shown that the use of a matrix of polymers with ferroelectric properties gives additional advantages in the form of technological synthesis and improved radar-absorbing properties in comparison with paraelectric polystyrene. The main methods for assessing the radar-absorbing characteristics in polymer composites are considered.

Key words: radar-absorption, ferroelectric polymer, PVDF, polymer composites, ferrite-spinel.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ ТЕРМОСТОЙКОГО РАДИОПОГЛОЩАЮЩЕГО МАТЕРИАЛА

В.Ю. Кириллов¹, П.А. Жуков¹, М.М. Томилин¹, С.Ю. Журавлев²

¹ФГБОУ «МАИ «НИУ», Москва, Россия

НПП «Радиострим», Москва, Россия

E-mail: kaf309@mai.ru

Применяемые на борту космических аппаратов радиопоглощающие материалы, помимо устойчивости к перепадам экстремальных температур, должны сохранять свои характеристики при радиационном воздействии магнитосферной плазмы. Представлены результаты исследований радиопоглощающего материала ТПМВ-1С на радиационную электризацию. На основе проведенных исследований сформулировано заключение о том, что данный радиопоглощающий материал не электризуется и сохраняет значения коэффициента отражения, близкие к исходным при воздействии электронного потока, имитирующего магнитосферную плазму.

Ключевые слова: радиопоглощающие материалы; космические аппараты; радиационная электризация.

Исследование радиационной электризации термостойкого радиопоглощающего материала

На космических аппаратах могут эффективно применяться радиопоглощающие материалы, предназначенные для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений бортовых приборов и устройств только тогда, когда они сохраняют свои свойства в широком температурном диапазоне от -150°C до $+150^{\circ}\text{C}$ [1-3] и не подвержены радиационной электризации.

Радиационная электризация возникает при прохождении космическими аппаратами слоев магнитосферы Земли, заполненных горячей разреженной плазмой. Вопросы взаимодействия с магнитосферной плазмой являются необходимой частью процесса выбора и определения характеристик материалов для конструкции космических аппаратов.

Радиационная электризация космических аппаратов является существенным фактором опасного электрофизического воздействия космической среды на бортовые электронные приборы и устройства в виде разрядных токов и электромагнитных импульсов от электростатических разрядов.

Исследование электризации радиопоглощающего материала ТПМВ-1С под воздействием электронного потока, имитирующего воздействие магнитосферной плазмы космического пространства, проводилось с помощью электровакуумной камеры стенда ПП-2. Стенд ПП-2 предназначен для исследования воздействия сверхвысокого вакуума, электронов, солнечного излучения и магнитосферной плазмы на аппаратуру, материалы и перспективные покрытия космических аппаратов различного назначения в

широком диапазоне температур [4]. Упрощенная схема электровакуумной камеры стенда ПП2 приведена на рис. 1.

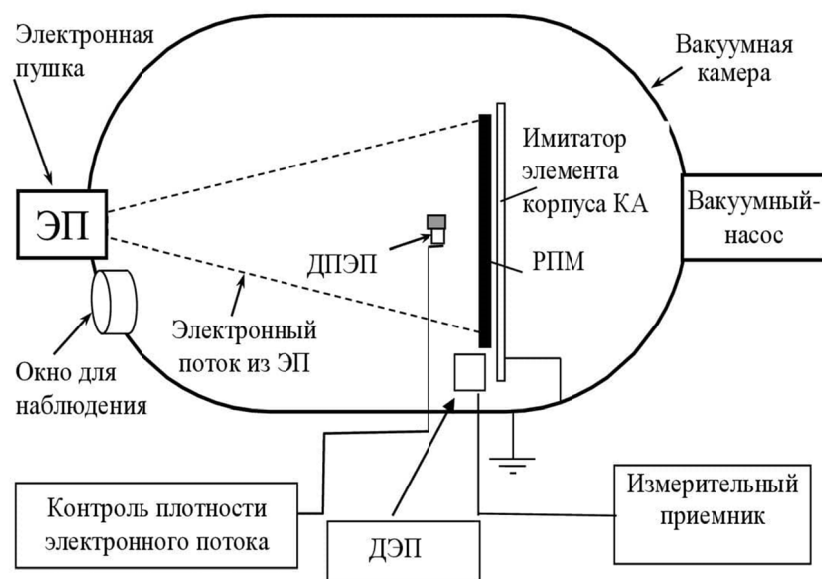


Рисунок 1 – Схема электровакуумной камеры стенда ПП2 для исследования электризации радиопоглощающего материала: ДПЭП- датчик плотности электронного потока (цилиндр Фарадея); ДЭП-датчик электрического поля

Образец радиопоглощающего материала с размерами 30x200x300 мм размещался в вакуумной камере и подвергался воздействию электронного потока с плотностью тока $0,1 \text{ нА/см}^2$ и изменяющейся энергией от 10 кэВ до 20 кэВ. Напряженность электростатического поля и параметры электростатических разрядов регистрировалась датчиком электрического поля размещенном во внутреннем пространстве вакуумной камеры. Суммарное время облучения составляло 30 минут. Первые 15 минут энергия электронов потока была равна 15 кэВ. В течение второй половины времени исследования энергия повышалась до 20 кэВ. Уровень электризации образца оценивался по напряженности электростатического поля и наличию электростатических разрядов на поверхности и в объеме радиопоглощающего материала с помощью датчика электрического поля.

В результате исследования было установлено, что в процессе облучения радиопоглощающего материала на исследуемом образце не происходило накопления электростатических зарядов. Датчик электростатического поля определял фоновое значение напряженности электростатического поля. Визуально наблюдаемое отсутствие электростатических разрядов на поверхности и в объеме образца радиопоглощающего материала подтверждалось показаниями измерительного приемника, подключенного к датчику электрического поля.

С целью определения возможных изменений свойств радиопоглощающего материала были проведены измерения коэффициента отражения до и после воздействия на образец потока электронов,

имитирующего магнитосферную плазму. Измерения коэффициента отражения проводились в диапазоне частот 1...37 ГГц при нормальном падении электромагнитной волны на образец радиопоглощающего материала, расположенный на поверхности металлической пластины [2]. Частотные диаграммы коэффициента отражения, построенные на основе результатов измерений для образца РПМ, приведены на рис. 2.

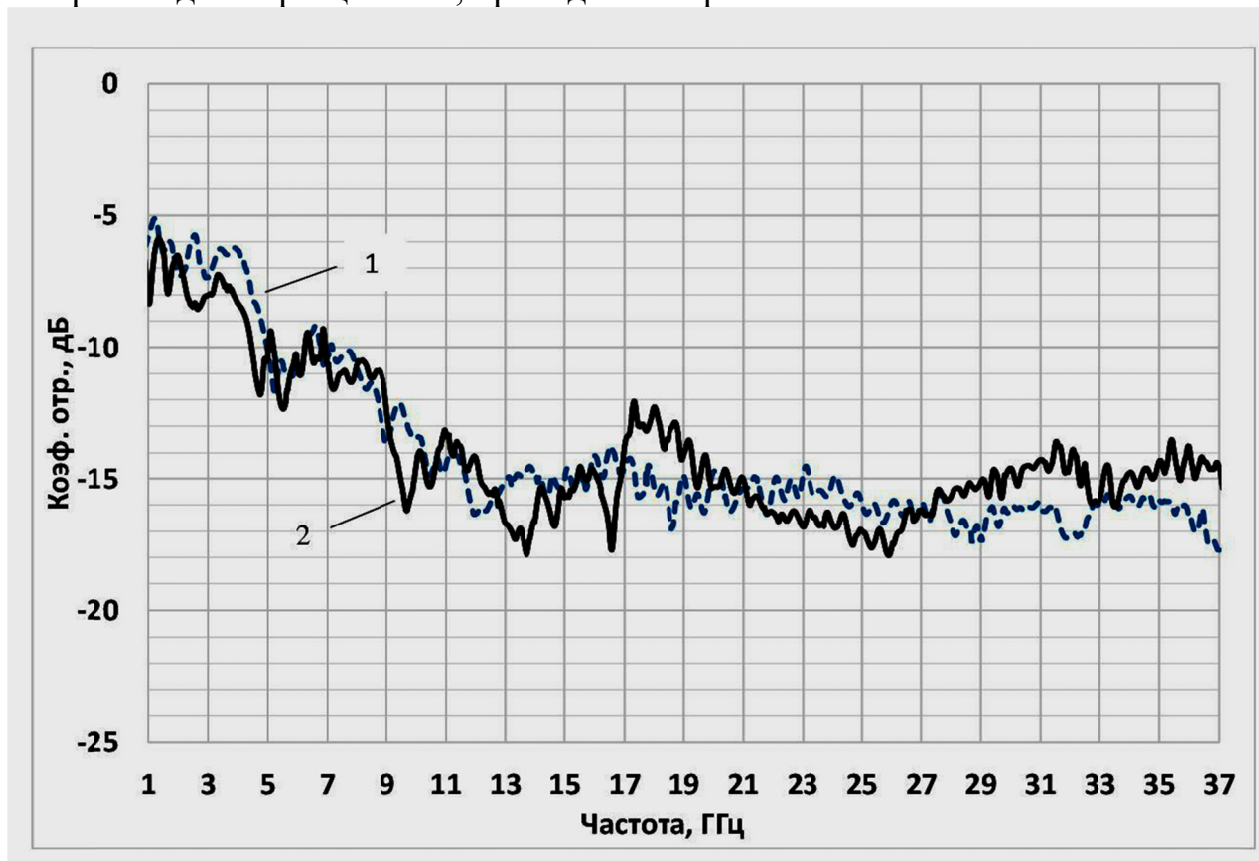


Рисунок 2 – Частотные диаграммы коэффициента отражения радиопоглощающего материала до и после проведения исследований на радиационную электризацию:
1 – частотная диаграмма образца до исследования на радиационную электризацию;
2 – частотная диаграмма образца после исследования на радиационную электризацию

Как следует из сравнительного анализа частотных диаграмм на ряде частотных диапазонов, например, 9-10ГГц, 13-15ГГц, 21-27ГГц радиопоглощающий материал, после воздействия электронным потоком, улучшает свои свойства. Коэффициент отражения принимает на 1-4 дБ меньшие значения. На частотах более 27 ГГц коэффициент отражения проявляет тенденцию к повышению значений, но не более чем на 3дБ. Максимальная абсолютная разность значений коэффициента отражения исследуемого образца радиопоглощающего материала до и после проведения исследования на радиационную электризацию составляет ~ 4 дБ.

Проведенные исследования позволяют сделать заключение о том, что данный радиопоглощающий материал не подвержен электризации, сохраняет после воздействия электронного потока, имитирующего магнитосферную плазму, значения коэффициента отражения близкие к исходным, что подтверждает возможность его применения, отмеченную в [1-3], на борту

космических аппаратов с целью уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений в условиях космического пространства.

Исследования выполняются при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90244.

Список литературы

1. Журавлев С.Ю., Жуков П.А., Кириллов В.Ю., Томилин М.М., Охотников Д.А. Комплексные исследования радиопоглощающих материалов // Технологии, измерения и испытания в области электромагнитной совместимости: труды 5-й Всероссийской научно-технической конференции «ТехноЭМС 2018». М., 2018. С.54-58.
2. Кириллов В.Ю., Жуков П.А., Журавлев С.Ю., Томилин М.М. Исследование электрофизических свойств радиопоглощающего материала ТПМВ-1С // Сборник трудов конференции «Электромагнитное поле и материалы» (фундаментальные физические исследования). М., Издательство МЭИ, 2020. С. 303-307.
3. Кириллов В.Ю., Жуков П.А. Применение радиопоглощающего материала ТПМВ-1С для уменьшения помехоэмиссии и ослабления резонансных явлений радиоэлектронной аппаратуры // Сборник трудов конференции «Электромагнитное поле и материалы» (фундаментальные физические исследования). М., Издательство МЭИ, 2020. С. 308-312.
4. Стенд для проведения сертификационных испытаний новых материалов, покрытий и оборудования на стойкость к воздействию гетерогенных сред и вакуума «ПП-2» [Электронный ресурс]. URL: https://ckp-rf.ru/usu/73590/?sphrase_id=6082403 (дата обращения: 08.09.2021).

STUDY OF RADIATION ELECTRIFICATION OF HEAT-RESISTANT RADAR-ABSORBING MATERIAL

V.Yu. Kirillov¹, P.A. Zhukov¹, M.M. Tomilin¹, S.Yu. Zhuravlev²

¹National Research University «MAI», Moscow, Russia

²Research and Production Enterprise «Radiostream», Moscow, Russia

E-mail: kaf309@mai.ru

The radar-absorbing materials used on board spacecraft, in addition to being resistant to extreme temperature extremes, must retain their characteristics under the radiation effect of the magnetospheric plasma. The results of studies of radio-absorbing material TPMV-1S for radiation electrification are presented. On the basis of the research carried out, the conclusion was formulated that this radar-absorbing material does not electrify and retains the values of the reflection coefficient close to the initial ones when exposed to an electron beam simulating a magnetospheric plasma.

Key words: radar-absorbing materials; spacecraft, radiation electrification.

КЕРАМИЧЕСКИЕ ИМПЕДАНСНОСОГЛАСОВАННЫЕ С ВАКУУМОМ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ФЕРРОШПИНЕЛЕЙ

С.В. Серебряников, С.С. Серебрянников,
А.В. Долгов, Л.Л. Еремцова, А.З. Славинский
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: Serebriannikss@mpei.ru

Рассматривается создание и исследование композиционных магнитных материалов на основе керамических материалов со структурой шпинели. Композиционные функциональные материалы обладают различными параметрами, позволяющими использовать их в различных устройствах. Материалы, в состав которых входят ферритовые порошки со структурой шпинели, могут выполнять сенсорные, антенные и радиопоглощающие функции. Потенциал развития таких материалов состоит в создании новых рецептур и изменения режимов их синтеза, что позволяет управлять их магнитными и электрическими свойствами. В частности, керамические материалы на основе феррошпинелей могут быть использованы в качестве материала для существенного снижения взаимных помех в передающих и приемных трактах, работающих в диапазоне до 3ГГц.

Ключевые слова: ферриты, легированные материалы, шпинель, ферромагнитные свойства, согласование импедансов.

Исторически сложилось, что материалы на основе ферритов со структурой шпинели были первыми применены в СВЧ-технике [1]. Феррошпинели обладают общей химической формулой $MeFe_2O_4$, где Me двухвалентный ион переходных металлов. Материалы на основе ферритов со шпинельной структурой активно применяют в высокомоощных устройствах - фазовращателях, антеннах и вентилях. В диапазонах частот от 7 до 15 ГГц успешно применяют магниевомарганцевые (Mg-Mn), никелевые (Ni) и литиевые (Li) ферриты [2]. Современные тенденции развития телекоммуникаций и усложнение электромагнитной обстановки вокруг объектов, вовлеченных в создание небольшой беспроводной сети между множеством электронных устройств, требуют поиска новых материалов или композиций для обеспечения их совместной работы. Примером могут служить предусмотренные различные системы беспроводной связи, использующие диапазоны частот 2,4 ГГц и 5 ГГц, которые не требуют лицензирования регулирующими органами большинства стран мира [3]. Для работы таких радиосистем создается антенное полотно с излучателями плоской формы. В этом случае требуется создать определенный уровень развязки между различными каналами передачи в рамках единого приемопередающего полотна. Остро стоит задача уменьшения связи между излучателями. Решением может служить использование импедансносогласованных с вакуумом материалов, у которых относительная диэлектрическая проницаемость равна относительной магнитной проницаемости [4]. Свое название импедансносогласованные с вакуумом материалы получили потому, что для

плоской волны импеданс этой среды равняется импедансу для плоской волны вакуума. Это означает, что плоская волна не будет отражаться от границы этого материала с вакуумом [5, 6]. В качестве материалов с такими свойствами предлагается использовать керамические материалы на основе феррошпинелей.

При относительно большом количестве работ с гексагональными ферритами феррошпинели остаются малоизученными. Возможности материалов на основе шпинели достаточно высоки, особенно в диапазоне частот до 3 ГГц. При разработке таких материалов необходимо учитывать различные механизмы их функционирования, взаимодействие в конструкциях различных материалов, имеющих разные электрофизические свойства. Недостатком большинства материалов, используемых в настоящее время, является то, что они содержат компоненты, которые могут согласованно работать только в электрических или магнитных составляющих электромагнитного излучения. Более того, структура этих материалов не предполагает проявления квантовых эффектов. Поэтому актуальной задачей синтеза нового композиционного материала становится увеличение верхнего предела частоты, который, в значительной степени, определяется резонансной частотой. Смещение резонансной частоты в сторону 5 ГГц, позволит расширить область применения ферритов со структурой шпинели.

Керамические материалы на основе феррошпинелей, редко рассматриваются при создании импедансносогласованных материалов. Факторами, влияющими на это, являются сильная зависимость от соотношения Крамерса-Кронинга [7], связывающего диссипацию энергии в материале с наличием частотной дисперсии, а также имеющиеся ограничения пределом Снука [8]. При этом, возможности материалов на основе шпинели достаточно перспективны, особенно в диапазоне до 3 ГГц [9].

Исследован керамический материал на основе феррита со структурой шпинели $Al_2O_3Fe_2O_3$. Порошки изготавливались в планарной мельнице в течение 4 часов. После смесь прокаливалась при температуре порядка $1000^\circ C$, затем снова измельчалась. Полученные порошки подвергались сухому прессованию в матрице из нержавеющей стали. Прессованные гранулы и тороидальные образцы спекали при температуре $1100^\circ C$ в течение более 5 часов на воздухе.

Измерения проводились на анализаторе импеданса производства Agilent Technologies с использованием дополнительных приставок, того же производителя. Приставки позволяют производить измерения диэлектрической и магнитной проницаемости в диапазоне частот от 1 МГц до 3 ГГц, что достаточно при исследовании ферритов со структурой шпинели. Каждая из приставок имеет трехступенчатый алгоритм калибровки [10].

Экспериментальные образцы, используемые для исследования магнитной проницаемости, представляют собой шайбу с внешним 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 представлен на рис. 1.

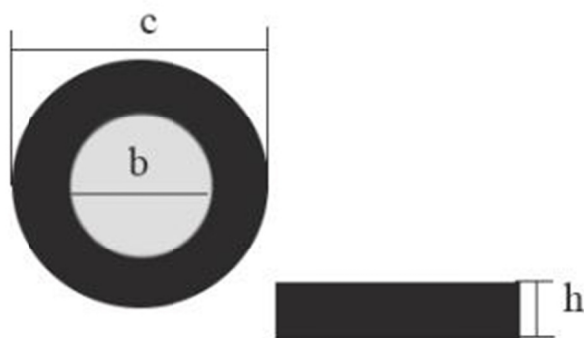


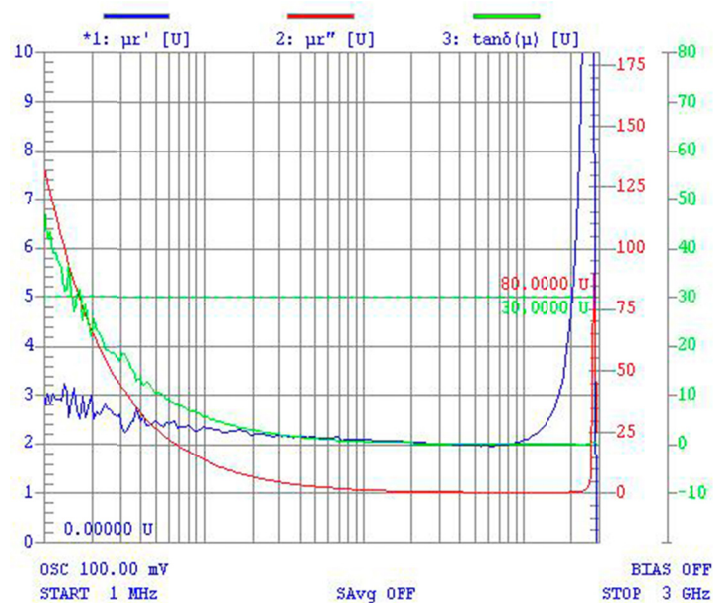
Рисунок 1 – Образец для исследования магнитной проницаемости

Исследование диэлектрической проницаемости проводится на образцах формы параллелепипеда. Размер предусматривает равносторонний квадрат в основании со стороной не более 30 мм и толщиной не более 4 мм. Эскиз представлен на рис. 2.

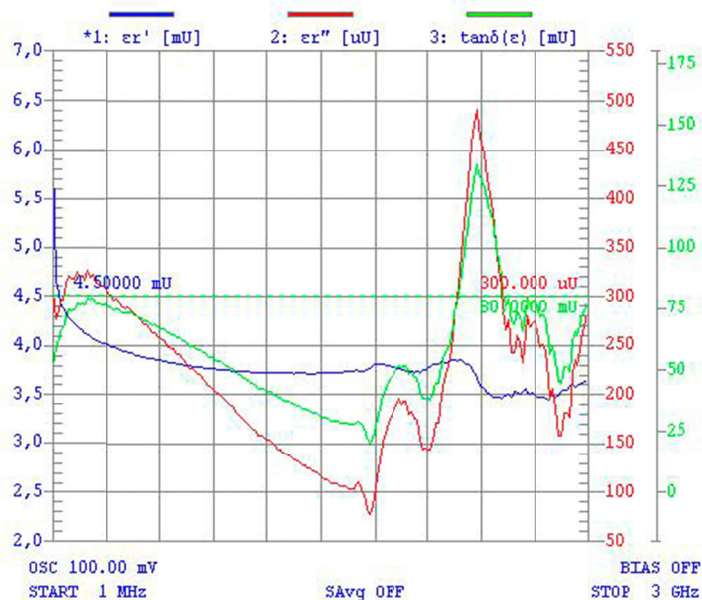


Рисунок 2 – Форма образца для исследования диэлектрической проницаемости

В результате получены экспериментальные частотные зависимости тангенсов угла диэлектрических и магнитных потерь ($\text{tg}\delta$), реальной и мнимой магнитной и диэлектрической проницаемости композиционного керамического материала на основе феррита со структурой шпинели (рис.3). Из полученных экспериментальных данных частотной зависимости диэлектрической проницаемости феррошпинели следует, что диэлектрические потери ниже, чем в других известных аналогичных структурах. При этом значения мнимой части диэлектрической проницаемости в гигагерцовом диапазоне частот возрастают с ростом потерь. Эффективная составляющая диэлектрической проницаемости сохраняет достаточно стабильное значение во всем диапазоне частот. Магнитная проницаемость исследуемого феррита со структурой шпинели имеет достаточно низкое и стабильное значение. После достижения частоты выше 2 ГГц происходит резкое увеличение реальной части магнитной проницаемости, а в области 3 ГГц резко возрастают потери. Значения магнитной и диэлектрической проницаемости исследуемого композиционного материала, имеющие величину порядка 2 и 4 можно назвать близкими.



а



б

Рисунок 3 – Частотная зависимость магнитной (а) и диэлектрической (б) диэлектрической проницаемости феррошпинели

Заключение

Приведены результаты синтеза и частотных исследований композиционного материала на основе феррита со структурой шпинели $Al_2O_3Fe_2O_3$. Получены значения магнитной и диэлектрической проницаемости, а также диэлектрических и магнитных потерь в диапазоне частот 1 – 3 ГГц. Установлено, что синтезированный материал имеет достаточно низкие значения магнитной и диэлектрической проницаемости. В диапазоне частот до 1 ГГц значения реальных частей относительной магнитной и диэлектрической проницаемостей остаются близкими друг к другу от 2 до 4. Дальнейшие модификации синтезированного керамического материала на основе феррошпинели могут позволить его использовать в различных устройствах, требующих использования материалов с согласованным сопротивлением.

Список литературы

1. Яковлев Ю., Генеделев С. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике // М.: Советское радио, 1975. 360 с.
2. Cruickshank D. Microwave materials for wireless applications // Artech House, 2011. 221 p.
3. ITU Radio Regulations, CHAPTER II – Frequencies, ARTICLE 5 Frequency allocations, Section IV – Table of Frequency Allocations.
4. Климов К.Н. Определение, параметры и области применения импедансногласованных материалов // Сборник докладов. XIII Международная научно-практическая конференция «Инновационные, информационные и коммуникационные технологии». 1-10 октября 2016 г. Россия, Сочи. С. 516-518.
5. Stratton J.A. Electromagnetic Theory // McGraw Hill Book Company, NY and London, 1941.
6. Schelkunoff S.A. The Impedance Concept and Its Application to Problems of Reflection, Refraction, Shielding and Power Absorption // Bell System Technical Journal. 1938. Vol. 17. №1. pp. 17-48.
7. Pat. US 7482977B2. 2004. Antenna apparatus. Shinichi Kuroda, Tomoya Yamaura, Akira Iga, Katsumi Okayama.
8. Rozanov K.N., Starostenko S.N. Influence of dispersion of magnetic permeability broadband bridges of magnetic radio absorbers // Radio engineering and electronics. 2003. V. 48. p. 715.
9. Mahalakshmi S., Jayasri R., Nithiyatham S., Swetha S., Santhi K. Magnetic interactions and dielectric behaviour of cobalt ferrite and barium titanate multiferroics nanocomposites // Applied Surface Science. 2019. V. 494. pp. 51-56.
10. Serebryannikov S.V., Cherkasov A.P., Serebryannikov S.S., Belevtsev A.M., Epaneshnikova I.K., Kruchkov V.L., Boldyreff A.S. Impedance matching materials based on barium hexaferrites // Proc. SPIE 10800, Millimeter Wave and Terahertz Sensors and Technology XI, 108000J (5 October 2018). DOI: 10.1117 / 12.2513305.

CERAMIC IMPEDANCE MATCHED VACUUM MATERIALS BASED ON FERROSPINELS

**S.V. Serebriannikov, S.S. Serebriannikov,
A.V. Dolgov, L.L. Eremtsova, A.Z. Slavinsky**
National Research University «MPEI», Moscow, Russia
E-mail: Serebriannikss@mpei.ru

The creation and study of composite magnetic materials based on ceramic materials with a spinel structure is considered. Composite functional materials have different parameters, allowing them to be used in various devices. Materials containing spinel-structured ferrite powders can perform sensory, antenna, and radio-absorbing functions. The development potential of such materials lies in the creation of new formulations and changes in the modes of their synthesis, which makes it possible to control their magnetic and electrical properties. In particular, ceramic materials based on ferrosinels can be used as a material to significantly reduce mutual interference in transmitting and receiving paths operating in the range up to 3GHz.

Key words: ferrites, alloyed materials, spinel, ferromagnetic properties, impedance matching.

СЕКЦИЯ 5
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И МОДЕЛИ
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ
УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ

Председатель: к.т.н., проф. Ф.Н. Шакирзянов (НИУ «МЭИ»)

ИССЛЕДОВАНИЕ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОВЫШЕННОЙ ЧАСТОТЫ

Ю.Ю. Захаров, А.Р. Лепешкин

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: lepehkin.ar@gmail.com

Приведены результаты исследований по методике расчета первичных параметров коаксиальной воздушной линии в электромагнитном поле повышенной частоты. Разработанную методику расчета можно использовать для предварительного анализа первичных параметров коаксиальной воздушной линии, подключаемой к источнику питания повышенной частоты.

Ключевые слова: электромагнитное поле, повышенная частота, коаксиальная воздушная линия, маломощный потребитель, электропередача.

Введение

Кроме передачи электроэнергии на стандартной промышленной частоте 50 Гц существуют системы электроснабжения на повышенной, до 10 кГц включительно, частоте [1]. Предложение о повышении стандартной частоты впервые было внесено академиком на тот момент проректором Московского энергетического института по учебной и научной работе В.С. Кулебакиным (учеником и коллегой К.А. Круга) в 1933 г. Дальнейшие исследования показали преимущество повышения частоты в ряде отраслей, но из-за наступившей войны они не были завершены. В послевоенные годы возобновились исследования применения повышенной частоты [2].

Электродвижущую силу повышенной частоты получают путем преобразования электроэнергии стандартной промышленной частоты различными преобразователями – статическими полупроводниковыми или вращающимися электромашинами. Энергия повышенной частоты передается от преобразователей к электроприемникам по сетям повышенной частоты, отличающимися от электрической сети стандартной промышленной частоты.

При увеличении частоты уменьшается магнитная индукция, а следовательно, размеры и масса активного железа магнитопровода электрических машин. При частоте 6-10 кГц активное железо заменяют на феррит, что значительно уменьшает габариты и массу электрического трансформатора. Поэтому электрические машины повышенной частоты становятся значительно легче и меньше по размерам аналогичных машин стандартной промышленной частоты. Указанные обстоятельства обусловили широкое применение электроустановок повышенной частоты там, где их масса и размеры играют решающую роль. В электроэнергетике судов и авиастроении применяются электроустановки повышенной частоты на 400 Гц. В нефтяной и нефтедобывающей промышленности признано целесообразным применение повышенной частоты для бурения скважин (150 и 400 Гц). В строительстве, геологии, угольной и цветной металлургии созданы буровые установки на 200 Гц.

Передача электроэнергии на дальнее расстояние маломощному потребителю является актуальной исследовательской задачей. Максимальная длина строительства линии электропередачи централизованной электрической сети к данным потребителям находится в зависимости от установленной мощности электроснабжения, потери напряжения согласно ГОСТ [3], минимальному сечению не только по пропускной способности и термической стойкости, но и механической прочности согласно ПУЭ [4]. Использование более большого сечения проводников позволяет повысить удаленность централизованного электроснабжения, но и увеличивает стоимость капитальных затрат. Строительство более высоковольтных и, следовательно, более дорогостоящих линий электропередачи (к примеру, 35 кВ) при небольших передаваемых мощностях малоцелесообразно из-за невысокого коэффициента загрузки по мощности. Поэтому было принято решение о проведении комплексных исследований по передаче электроэнергии повышенной частоты на дальнее расстояние маломощному потребителю.

Результаты исследований

В данной работе рассмотрен метод расчета коаксиальной воздушной линии (КВЛ), подключаемой к источнику питания повышенной частоты. В электромагнитном поле повышенной частоты КВЛ характеризуется четырьмя первичными параметрами: 1) сопротивлением R_0 ; 2) индуктивностью L_0 ; 3) емкостью C_0 ; 4) проводимостью изоляции G_0 . Схема замещения КВЛ изображена на рис. 1.

Сопротивление КВЛ, Ом/м, складывается из сопротивления внутреннего проводника R_1 и сопротивления внешнего проводника R_2 :

$$R_0 = R_1 + R_2 = 8,37 \times 10^{-5} \times \sqrt{f} \times \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right), \quad (1)$$

где d – диаметр внутреннего проводника, мм;

D – внутренний диаметр внешнего проводника, мм;

f – частота тока, Гц.

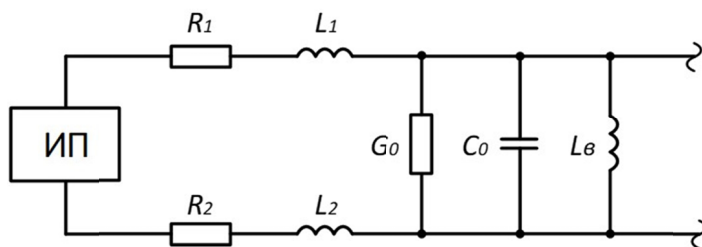


Рисунок 1 – Схема замещение КВЛ

Индуктивность КВЛ складывается из внутренней индуктивности проводников L_1 и L_2 и межпроводниковой или внешней индуктивности L_B . Таким образом, общая индуктивность КВЛ, Гн/м, определяется по формуле:

$$L_0 = L_1 + L_2 + L_B = 4,6 \times 10^{-7} \times \log \frac{D}{d} + \frac{1,332 \times 10^{-5}}{\sqrt{f}} \times \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D} \right). \quad (2)$$

Параметры G_0 и C_0 определяются из выражения для полной (комплексной) проводимости изоляции коаксиальной цепи, представляющей собой отношение тока утечки, протекающего через диэлектрик от внутреннего проводника к внешнему, к напряжению между проводниками.

Межпроводную емкость КВЛ, Ф/м, определяем по формуле [5]:

$$C_0 = \frac{24,1 \times 10^{-12} \times \varepsilon}{\log \frac{D}{d}}, \quad (3)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала изоляции.

Проводимость изоляции КВЛ, См/м, рассчитывается по формуле:

$$G_0 = 2 \times \pi \times f \times C_0 \times \tan \delta, \quad (4)$$

где $\tan \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь для фторопласта-4.

Расчет первичных параметров КВЛ при разной частоте сведен в табл. 1. Обратим внимание, что емкость КВЛ рассчитана без учета влияния земли. Рассмотрим два режима работы КВЛ.

Первый режим подразумевает заземление нейтрального проводника КВЛ с одной стороны, рис. 2. КВЛ состоит из двух проводников, из которых один полностью экранирует другой. Такая система проводников, строго говоря, образует конденсатор. Емкость конденсатора является емкостью между его обкладками (проводниками) т.е. межпроводная емкость КВЛ. Межпроводная емкость не зависит от наличия каких-либо иных проводников, расположенных вне экранирующего проводника.

Таблица 1 – Первичные параметры КВЛ при разной частоте напряжения

| № | Частота, кГц | Активное сопротивление, Ом/км | Индуктивное сопротивление, мГн/км | Межпроводная емкость, мкФ/км | Межпроводная активная проводимость, мкСм/км |
|---|--------------|-------------------------------|-----------------------------------|------------------------------|---|
| 1 | 12 | 7,908 | 0,436 | 0,067 | 1,260 |
| 2 | 11 | 7,572 | 0,441 | 0,067 | 1,155 |
| 3 | 10 | 7,219 | 0,446 | 0,067 | 1,050 |
| 4 | 9 | 6,849 | 0,453 | 0,067 | 0,945 |
| 5 | 8 | 6,457 | 0,460 | 0,067 | 0,840 |
| 6 | 7 | 6,040 | 0,469 | 0,067 | 0,735 |
| 7 | 6 | 5,592 | 0,479 | 0,067 | 0,630 |

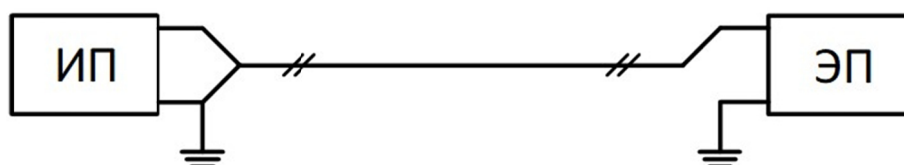


Рисунок 2 – Первый режим работы КВЛ

Второй режим подразумевает подключение нейтрального проводника источника питания (ИП) непосредственно к нейтральному проводнику КВЛ, рис. 3. При втором режиме меняется емкость КВЛ, рассмотрим его подробнее.

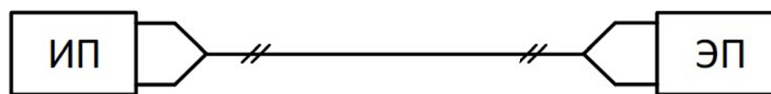


Рисунок 3 – Второй режим работы КВЛ

Представим КВЛ в виде системы провод-земля. Поверхность земли является эквипотенциальной поверхностью поля, так как земля-проводник. При наличии заряда на внешнем проводнике КВЛ на поверхности земли появляются заряды противоположного знака. Согласно методу зеркальных изображений, эти заряды можно учесть, рассматривая противоположный провод, помещенный на глубине, равной высоте его подвеса рис. 4 [6].

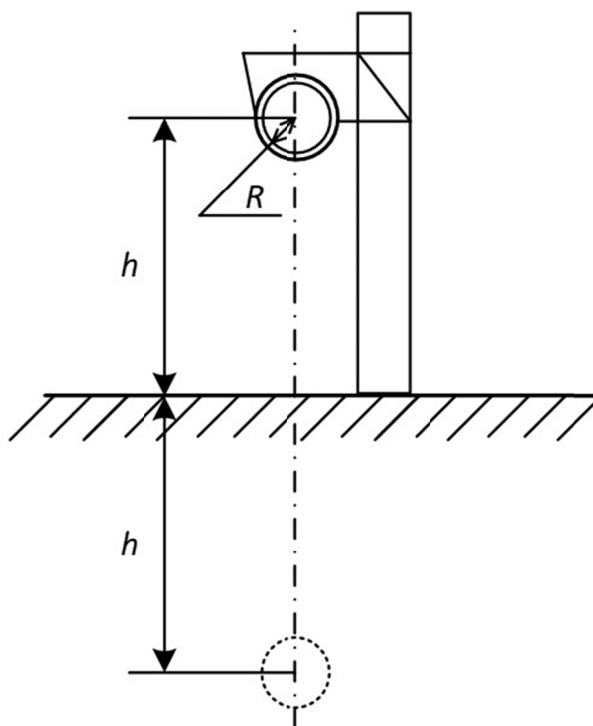


Рисунок 4 – Расположение внешнего проводника КВЛ и его зеркальное изображение в системе провод-земля

Тогда емкость системы провод-земля, Ф/м, рассчитывается по формуле:

$$C_{пз} = \frac{2 \times \pi \times \varepsilon \times \varepsilon_0}{\ln \frac{2 \times h}{R}}, \quad (5)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала изоляции;

$\varepsilon_0 \cong 8,86 \times 10^{-12}$ – электрическая постоянная, Ф/м;

h – высота подвеса КВЛ, м;

$R = D/2$ – радиус внешнего проводника, м.

Расчет емкости системы провод-земля КВЛ при разной высоте подвеса сведем в табл. 2.

Таблица 2 – Зависимость емкости системы провод-земля КВЛ от высоты подвеса

| № | Высота подвеса, м | Емкость системы провод-земля, мкФ/км | Высота подвеса, м | Емкость системы провод-земля, мкФ/км |
|---|----------------------|--|----------------------|--|
| 1 | 12 | 0,0126 | 5 | 0,0140 |
| 2 | 11 | 0,0127 | 4 | 0,0145 |
| 3 | 10 | 0,0129 | 3 | 0,0150 |
| 4 | 9 | 0,0130 | 2 | 0,0158 |
| 5 | 8 | 0,0126 | 1 | 0,0176 |
| 6 | 7 | 0,0135 | 0,1 | 0,0277 |
| 7 | 6 | 0,0137 | | |

Заключение

Приведены результаты исследований по разработанной методике расчета первичных параметров коаксиальной воздушной линии в электромагнитном поле повышенной частоты. Приведен расчет зависимости емкости системы провод-земля коаксиальной воздушной линии от эквипотенциальной поверхности поля земли. Разработанную методику расчета можно использовать для предварительного анализа первичных параметров коаксиальной воздушной линии, подключаемой к источнику питания повышенной частоты.

Список литературы

1. Львов А.П. Электрические сети повышенной частоты // М.: Энергоиздат, 1981. 104 с.
2. Фролов В.С. Виктор Сергеевич Кулебакин // М.: Наука, 1980. 208 с.
3. ГОСТ 32144–2013. Электрическая энергия. Совместимость технических средств электромагнитная. Нормы качества электрической энергии в системах электроснабжения общего назначения // М.: Стандартинформ, 2014. 15 с.
4. Правила устройства электроустановок 6-е и 7-е изд. СПб.: ДЭАН, 2015. 1307 с.
5. Расчет электрической емкости / Ю.Я. Иоссель [и др.]; 2-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоиздат, 1981. 288 с.
6. Сукачев А.П. Теоретические основы электротехники // Хар.: Государственный университет имени А.М. Горького, 1959. 458 с.

RESEARCH OF COAXIAL POWER TRANSMISSION LINE IN ELECTROMAGNETIC FIELD OF OVERFREQUENCY

Y.Y. Zakharov, A.R. Lepeshkin

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepeshkin.ar@gmail.com

The research results on the calculation method for the primary parameters of a coaxial overhead line in the electromagnetic field of overfrequency are given. The developed calculation method can be used for the preliminary analysis of the primary parameters of a coaxial overhead line connected to an overfrequency power supply source.

Keywords: electromagnetic field, overfrequency, coaxial overhead line, low-power consumer, transmission line.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Проведено моделирование частотных характеристик диэлектрических резонаторов (ДР), установленных в металлических прямоугольных волноводах L - и X -диапазонов длин волн. Диэлектрические резонаторы выполнены из высокочастотных диэлектрических керамических материалов с высокими значениями диэлектрической проницаемости. Рассмотрены случаи возбуждения ДР на низшем типе колебания H_{110} и на ближайшем к нему по частоте высшем типе колебания. Показано влияние на частотные характеристики нерезонансного возмущения, вносимого диэлектрическим образцом ДР в волновод. Представлены картины электрических и магнитных полей падающей волны на портах волновода и собственных полей ДР. Определены параметры собственной и нагруженной добротности ДР в волноводе. Выявлены особенности применения ДР в волноводных конструкциях микроволновых фильтров различного назначения. Моделирование проведено с помощью программы CST MS.

Ключевые слова: диэлектрические резонаторы, волноводы, фильтры СВЧ, моделирование в CST MS.

Задача о возбуждении цилиндрического ДР в прямоугольном волноводе привлекала внимание многочисленных исследований авторов [1,2], которые ограничивались приближенными методами расчета частотных характеристик ДР при различных ориентациях образца ДР в волноводе. До настоящего времени точных аналитических решений такой электродинамической системы не было получено ввиду сложности представления поля цилиндрической конфигурации ДР в прямоугольной системе координат волновода. Однако численное моделирование этой задачи позволило авторам получить достаточно точные частотные характеристики элементов матрицы рассеяния волновода с ДР, а также картины распределения электромагнитного поля внутри и в окрестности ДР, из данных которых были определены рабочие параметры ДР в волноводе, такие как параметр внешней связи ДР с волноводом, а также собственная и нагруженная добротности системы и влияние нерезонансного возмущения, вносимого образцом ДР в волновод. Указанные параметры служат исходными данными для синтеза микроволновых фильтров волноводных конструкций, нашедших широкое применение в технике СВЧ [1], в связи с чем актуальной задачей является численное моделирование электромагнитного поля и частотных характеристик ДР в волноводных линиях передачи.

На рис. 1 представлен прямоугольный металлический волновод, содержащий дисковый ДР, установленный в центре волновода с поперечной ориентацией образца ДР относительно продольной оси волновода (ось симметрии дискового ДР перпендикулярна оси волновода). Волновод с серебряным покрытием X -диапазона имеет размеры 23×10 мм. Диаметр ДР равен 5,0 мм, а высота 2,0 мм, диэлектрическая проницаемость материала ДР БТ-45 равна 45 при тангенсе угла потерь менее 10^{-4} .

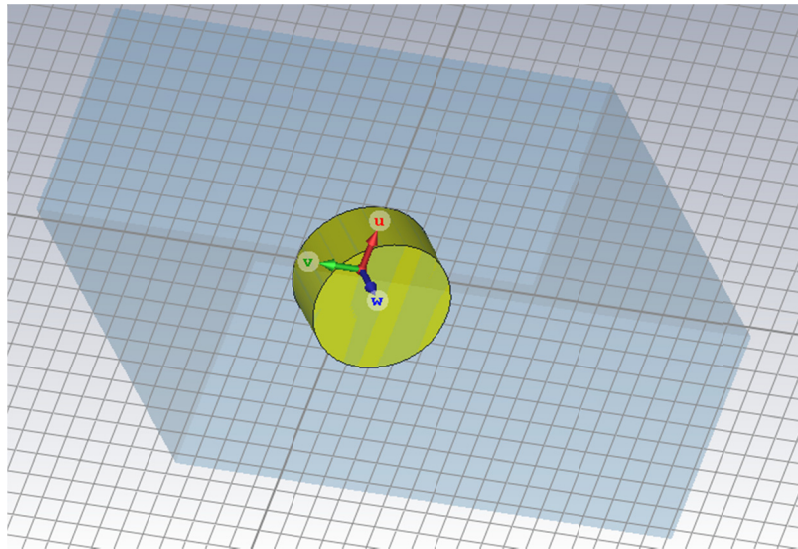


Рисунок 1 – Диэлектрический резонатор, установленный в полости прямоугольного волновода X-диапазона

На рис. 2 и рис. 3 представлены картины векторов магнитного и электрического полей, соответственно, на входных портах волновода при возбуждении ДР основной волной волновода H_{01} . Из картины рис. 3 видно, что максимальная связь ДР с волноводом достигается, когда вектора магнитного поля основной волны ориентированы вдоль w -оси симметрии дискового ДР, т.е. когда ДР установлен в центре волновода с поперечной ориентацией.

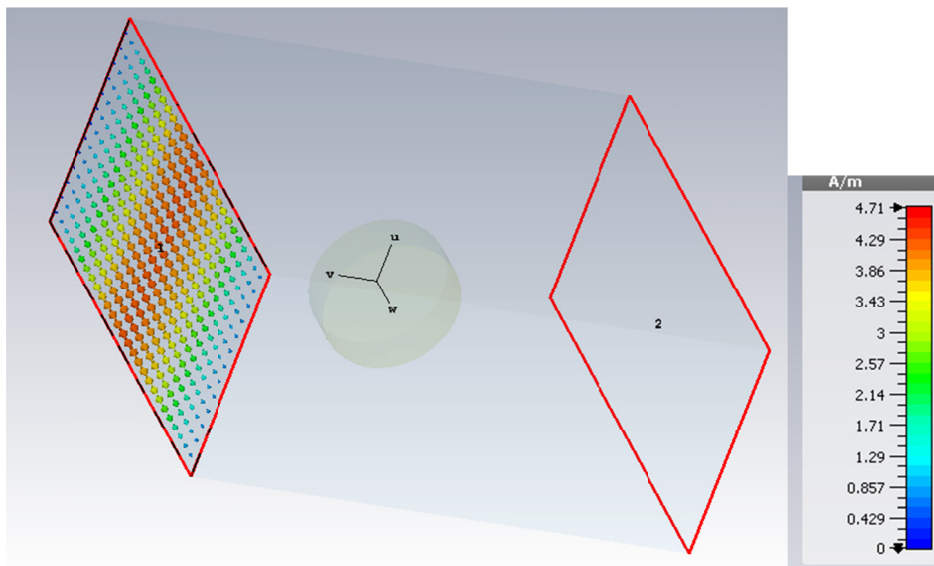


Рисунок 2 – Распределение векторов магнитного поля H_{01} волны на входном порте волновода

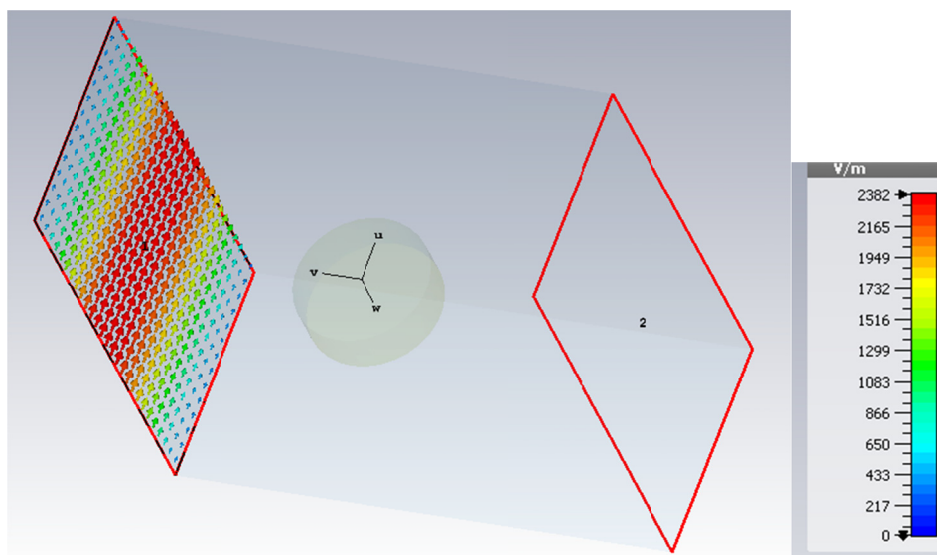


Рисунок 3 – Распределение векторов электрического поля H_{01} волны на входном порте волновода

Картины распределения электрического и магнитного полей ДР представлены на рис. 4 и рис. 5, соответственно. Видно, что E -составляющая поля имеет преимущественно азимутальную компоненту, а H -составляющая направлена вдоль оси симметрии дискового ДР, что приблизительно соответствует картине поля идеализированной $H_{11\delta}$ нижней моде колебаний ДР, установленном в свободном пространстве [2].

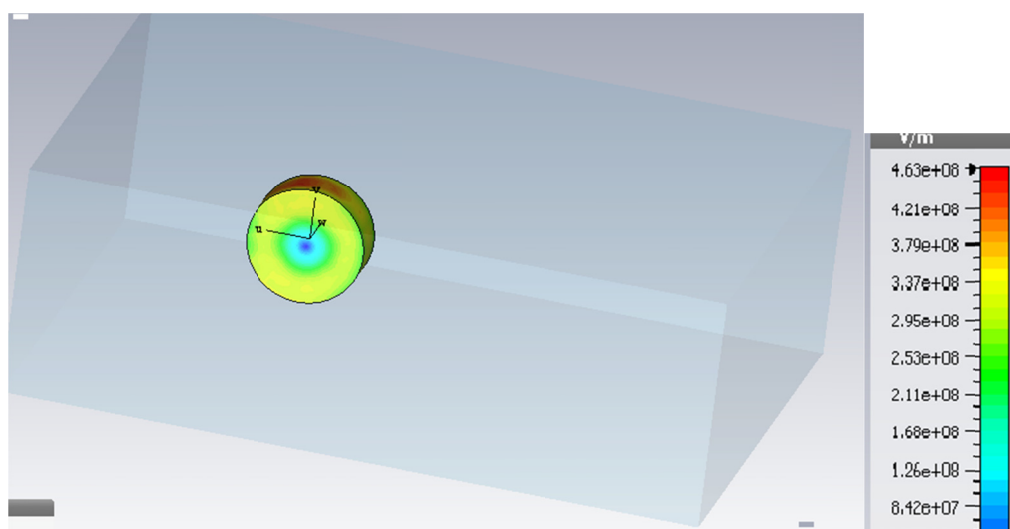


Рисунок 4 – Распределение модуля поля E в ДР

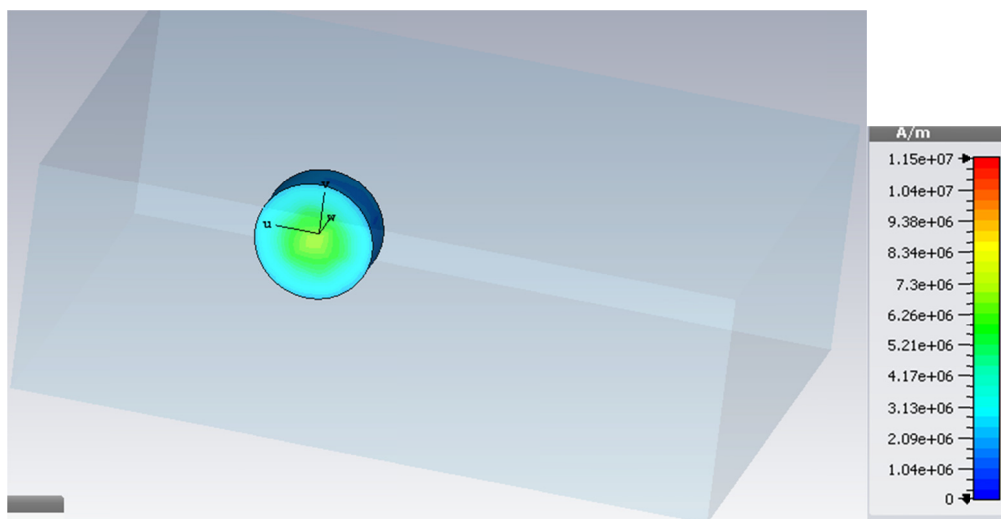


Рисунок 5 – Распределение модуля поля H в ДР

Возбуждение ближайшей по частоте высшей моды колебаний $H_{12\delta}$ имеет место (рис. 5) при достаточно большой отстройке по резонансным частотам (рис. 6) от низшей (рабочей) моды $H_{11\delta}$.

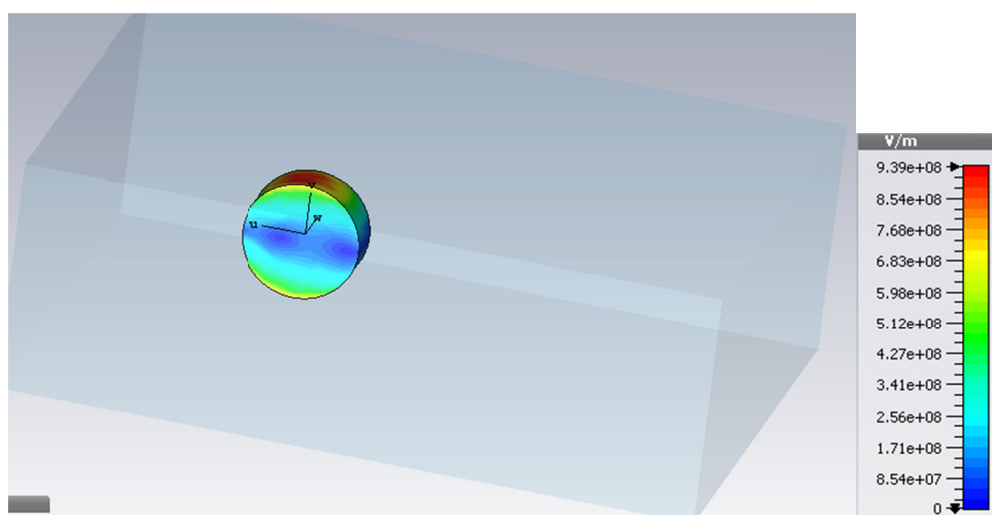


Рисунок 6 – Распределение модуля поля E в ДР (первая по частоте высшая мода)

В случае продольной ориентации образца ДР (ось симметрии дискового ДР совпадает с продольной осью волновода) максимальная связь ДР с волноводом будет достигаться при установке ДР вблизи боковой стенки волновода, однако конечные размеры ДР по диаметру ограничивают допустимые пределы перемещения ДР в сторону боковой стенки волновода, при этом имеет место смещение резонансной частоты ДР и рост потерь за счет дополнительного влияния боковых металлических стенок волновода. Следует отметить, что перемещение ДР с поперечной ориентацией к боковым стенкам волновода также приводит к аналогичным эффектам, но в меньшей степени. Поэтому размещение ДР по центру волновода является оптимальным для достижения максимальной связи ДР с волноводом.

На рис. 7 и рис. 8 представлены частотные кривые коэффициента прохождения S_{21} и коэффициента отражения S_{11} , соответственно, для случая поперечной ориентации ДР, как было показано на рис. 1.

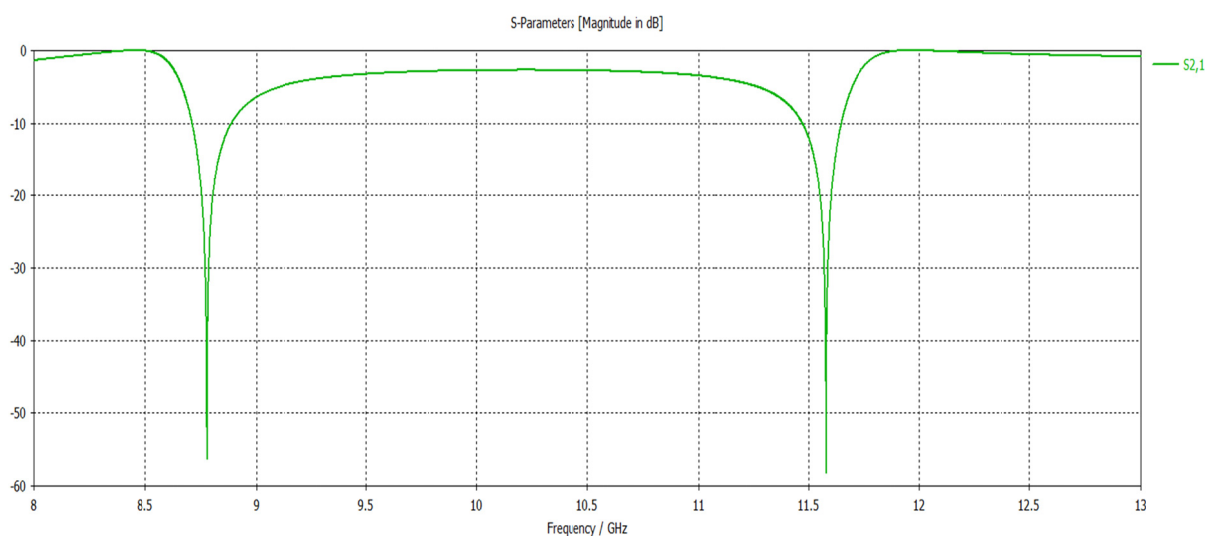


Рисунок 7 – Кривые АЧХ (модуль S_{21} в дБ) ДР в X -волноводе в полосе частот

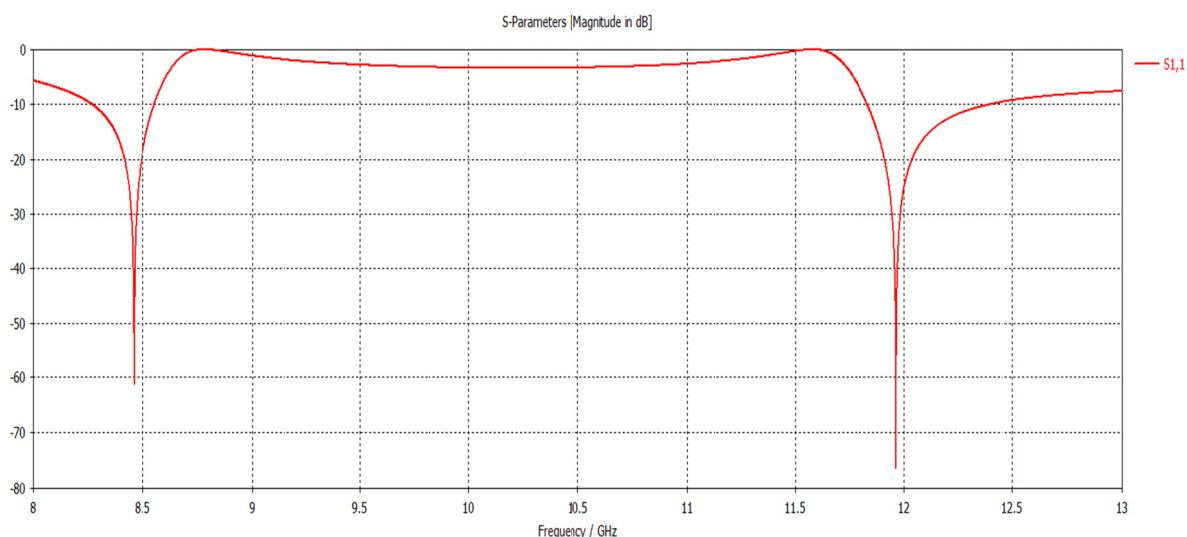


Рисунок 8 – Кривые АЧХ (модуль S_{11} в дБ) ДР в X -волноводе в полосе частот

Кривые элементов матрицы рассеяния на рис. 7 и рис. 8 указывают, что звено волновода с ДР обладает характеристиками звена режекторного фильтра. Основной резонанс низшей моды наблюдается на частоте 8720 МГц с полосой заграждения 18 МГц по уровню 10 дБ, а ближайший резонанс высшей моды на частоте 11580 МГц и такую же полосу заграждения по уровню 10 дБ. Обе резонансные моды имеют выраженное затягивание высокочастотного и низкочастотного склонов АЧХ, соответственно, что приводит к существенной несимметрии кривых (в отличие от гауссовых форм кривых). Наличие несимметрии кривых обусловлено существенным влиянием нерезонансного рассеяния падающей волны волновода диэлектрическим образцом ДР, установленном в волноводе. В области частот, в которой поле нерезонансного

рассеяния противоположно по фазе с полем падающей волны наблюдаются «провалы» АЧХ коэффициента отражения S_{11} в виде резонансных кривых на низкочастотном (на частоте 8450 МГц) и высокочастотном (на частоте 11950 МГц) склонах АЧХ основной и высшей моды, соответственно. Следует отметить, что в случае продольной ориентации образца ДР в волноводе «провал» АЧХ коэффициента отражения S_{11} наблюдается на высокочастотном склоне АЧХ. При конструировании волноводных фильтров следует применять меры для устранения или уменьшения влияния эффектов, приводящих к несимметрии резонансных кривых коэффициентов матрицы рассеяния, например за счет поворота образца ДР в волноводе или использования пары ДР с разной ориентацией ДР в волноводе.

Аналогичные частотные характеристики получены для случая размещения ДР в волноводе L -диапазона частот с размерами поперечного сечения 157×60 мм. ДР выполнен в виде диска с размерами: диаметр 30 мм, высота 15 мм, а диэлектрическая проницаемость материала БТ-45 равна 45 при тангенсе угла потерь менее 10^{-4} . На рис. 9 приведены частотные характеристики элементов матрицы рассеяния ДР в волноводе L -диапазона волн, включая резонанс низшей H_{110} моды колебаний (резонансная частота равна 1554 МГц с полосой заграждения 24 МГц по уровню 10 дБ) и четыре резонанса ближайших к ней высших мод. Отстройка по частоте ближайшей высшей моды составила примерно 550 МГц.

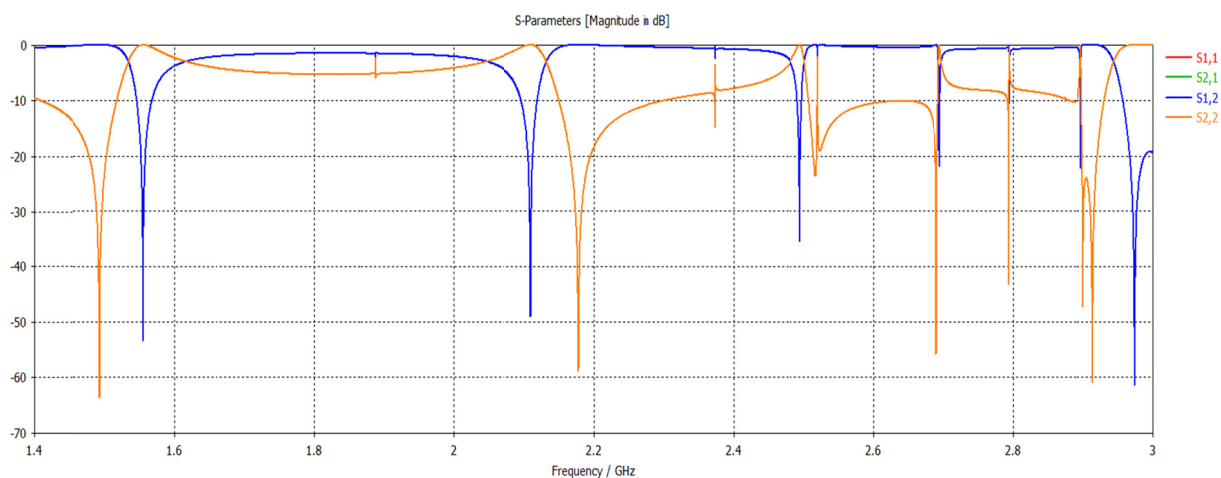


Рисунок 9 – Кривые АЧХ (модули S_{21} и S_{11} в дБ) ДР в L -волноводе в широкой полосе частот

Таким образом, частотные отстройки низшей рабочей моды H_{110} для волноводов X - и L - диапазонов волн с диэлектрическими резонаторами достаточно велики и пропорциональны практически их рабочим частотам, что является важным достоинством при разработке высокочастотных узкополосных СВЧ волноводных фильтров на ДР.

Заключение

Электромагнитное поле H_{100} – основной моды колебания дискового ДР подобно полю магнитного диполя, поэтому не требуются дополнительных сосредоточенных элементов связи при реализации внешней связи ДР с

волноводом. Устранение расхождений по резонансным частотам ДР обычно осуществляется с помощью введения винтов частотной настройки. Собственная добротность ДР несколько увеличивается при его перемещении к центру волновода, а нагруженная добротность снижается за счет роста коэффициента связи ДР с волноводом. Учет этих особенностей позволяет получить более достоверные расчеты частотных характеристик ДР в волноводе, согласующиеся с экспериментальными данными.

Представленные результаты моделирования диэлектрических резонаторов, установленных в прямоугольном волноводе, могут быть распространены на другие типы волновых линий передачи, включая круглые, эллиптические волноводы, а также экранированные микрополосковые линии.

Список литературы

1. Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б. Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. К.: Техника, 1989. 184 с.
2. 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.: Центральный исследовательский институт «Электроника», Изд-во ЭТ. Серия 1. Электроника СВЧ, 1990. 64 с.
3. Алексейчик Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1012; Alexeychik L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 913.

MODELING OF WAVEGUIDE TRANSMISSION LINES WITH DIELECTRIC RESONATORS

L.V. Alexeychik, M.P. Zhokhova

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Modeling of the frequency characteristics of dielectric resonators (DRs) installed in metal rectangular waveguides of the L - and X -wavelength ranges has been carried out. Dielectric resonators are made of high-Q dielectric ceramic materials with high values of dielectric constant. Cases of DR excitation at the lowest mode of H_{110} oscillation and at the closest to it in frequency higher mode of oscillation are considered. The effect on the frequency characteristics of a nonresonant perturbation introduced by a dielectric sample of a DR into the waveguide is shown. The pictures of the electric and magnetic fields of the incident wave at the ports of the waveguide and the proper fields of the DR are presented. The parameters of the intrinsic and loaded Q-factor of the DR in the waveguide are determined. The features of the use of DRs in waveguide designs of microwave filters for various purposes are revealed. Simulation was carried out using the CST MS program.

Key words: dielectric resonators, waveguides, microwave filters simulation in CST MS.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА, УСТАНОВЛЕННОГО В ПОЛОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Л.В. Алексейчик, А.А. Курушин

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Проведено моделирование мод возбуждения цилиндрического диэлектрического резонатора (ДР), установленного в полости цилиндрического резонатора (ЦР), включая низший тип H_{016} колебания. ДР изготовлен из высокопроницаемого диэлектрика с малыми потерями и установлен на диэлектрической подставке (ДП) из материала с высокой теплопроводностью (нитрида бора). Целью работы являлось установление взаимосвязи мод полого ЦР, возмущенных мод ЦР с частичным заполнением диэлектрическим стержнем ДП, а также мод всей электродинамической системы с установленным на диэлектрической подставке ДР. Выполнен расчет величин собственных и нагруженных добротностей соответствующих мод. В результате численного моделирования с помощью программы CST SUITE получены картины распределения модулей векторов результирующего поля электродинамической системы, а также параметры её частотных характеристик. Выявлена осесимметричная структура электрической e -составляющей поля низшего типа колебаний H_{016} внутри и в окрестности образца ДР в случае возбуждения петель, плоскость которой параллельна торцам цилиндрического ДР. Обнаружены особенности распределения электрического поля в окрестности петли возбуждения электродинамической системы. Получены значения эффективной (нагруженной) добротности, собственной добротности и добротности связи ДР.

Ключевые слова: диэлектрические резонаторы, цилиндрические резонаторы, моделирование в CST Microwave Studio, СВЧ измерения.

Осесимметричная электродинамическая система, содержащая полый металлический цилиндрический резонатор (ЦР) и установленный в нем на диэлектрической подставке (ДП) высокочастотный диэлектрический резонатор (ДР) к настоящему времени достаточно хорошо изучены [1,2], в частности при использовании в технике измерений электрофизических параметров твердых диэлектриков [1,3]. Целью работы являлось установление взаимосвязи мод полого ЦР, возмущенных мод ЦР с частичным заполнением диэлектрическим стержнем-подставкой, а также мод всей электродинамической системы с установленным на диэлектрической подставке ДР при возбуждении собственных и вынужденных колебаний системы. а также оценка величин тепловых потерь и собственных и нагруженных добротностей рабочей моды колебаний.

Численное моделирование в среде CST Microwave Studio [4] собственных мод металлического цилиндрического полого ЦР с поэтапным включением диэлектрических вкладышей (диэлектрической подставки ДП и диэлектрического резонатора ДР) позволило обосновать разделение суммарных потерь на потери в стенках ЦР и на потери в диэлектрических вкладышах, а также получить картины распределения электромагнитного поля при преобразовании мод электродинамической системы.

В данной работе исследовалась конфигурация электродинамической системы, имеющей следующие параметры:

ЦР: диаметр 60 мм, высота 55 мм, материал покрытия-серебро;

ДР: диаметр 30 мм, высота 14,15 мм, материал керамика ТБ42, $\epsilon=44,85$, $\tan\delta=1*10^{-5}$;

ДП: диаметр 30 мм, высота 19,0 мм, материал нитрид бора, $\epsilon=4,3$, $\tan\delta=2*10^{-4}$, а также материал кварц КВ $\epsilon= 3,8$, $\tan\delta = 0,5*10^{-4}$.

Общий вид исследуемой структуры показан на рис. 1.

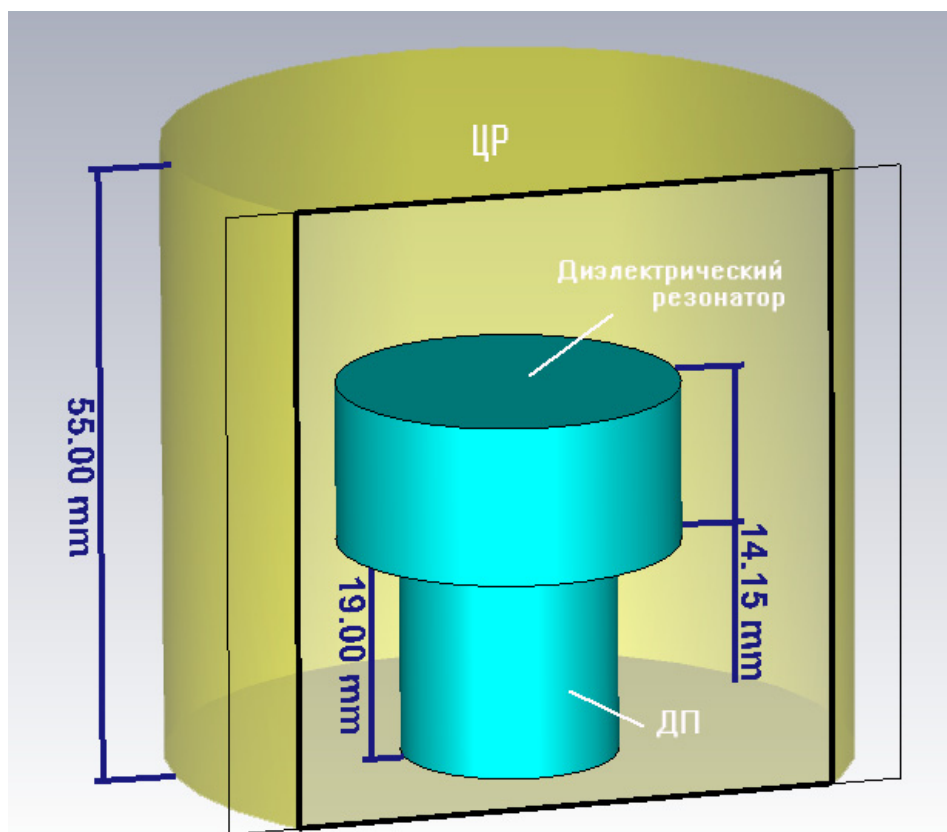


Рисунок 1 – Общий вид анализируемой структуры

На рис. 2 приведены аналитически рассчитанные параметры основных мод полого ЦР. В качестве рабочих мод использовались низшие моды колебаний E_{010} , E_{011} и H_{111} .

При введении диэлектрической подставки ДП внутрь ЦР мода E_{010} существенно искажается за счет концентрации поля в ДП, как показано на рис. 3, на котором представлено распределение модуля магнитного поля в ДП.

При этом имеет место перераспределение интенсивности поля ЦР на низшей моде квази- E_{010} преимущественно в область образца ДП, а её собственная резонансная частота уменьшилась с 3,8277 до 2,9085 ГГц, а последующие дважды вырожденные моды резонировали на частотах 3,4233 и 4,2935 ГГц.

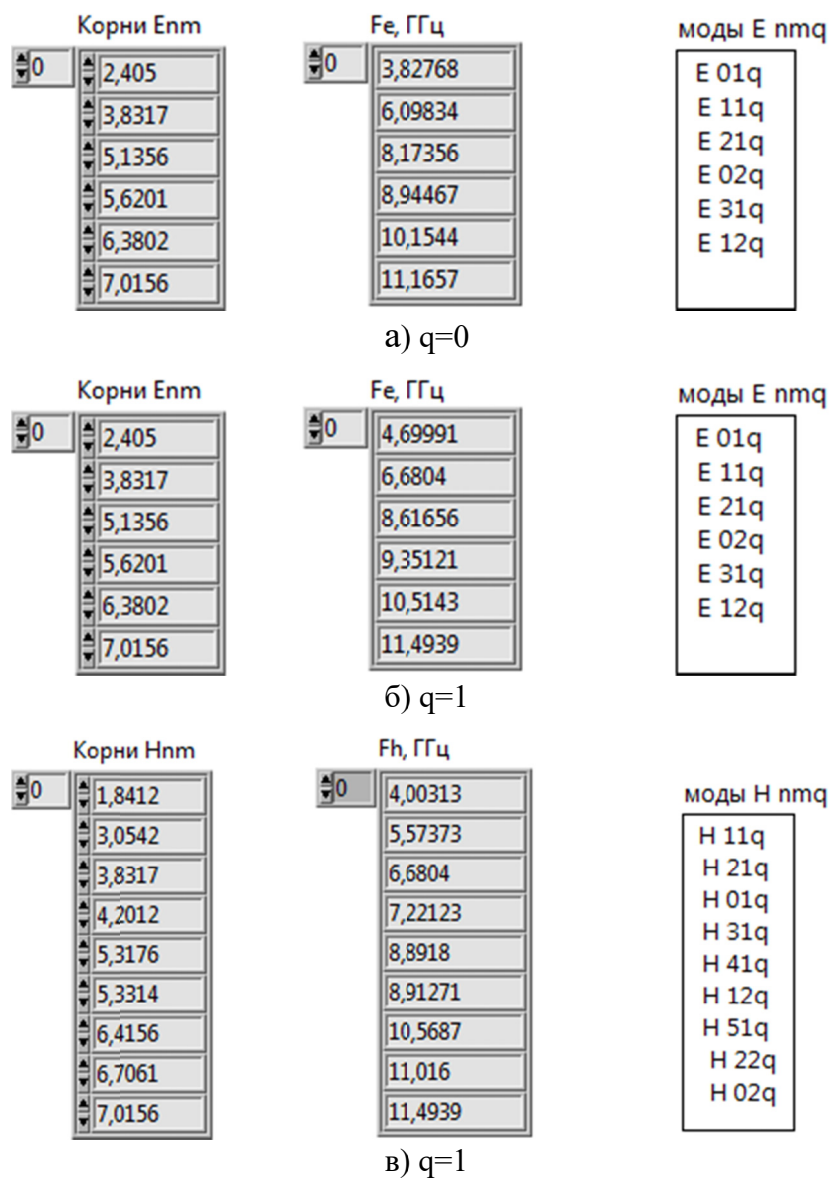


Рисунок 2 – Собственные моды и резонансные частоты полого ЦР:
а) E_{nmq} при $q=0$, б) E_{nmq} при $q=1$, в) H_{nmq} при $q=1$

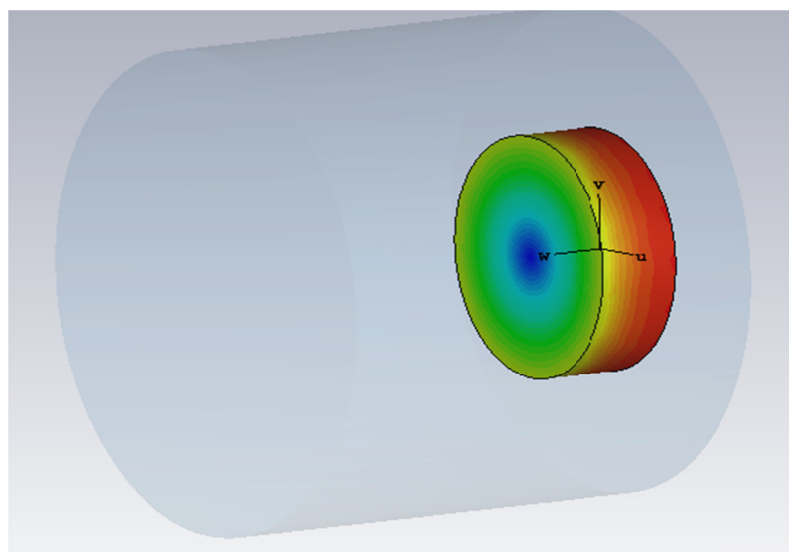


Рисунок 3 – Распределение модуля магнитного поля ДП (в полупрозрачном ЦР) из нитрида бора (диаметр 30 мм, высота 10 мм)

При петлевом возбуждении колебаний ЦР с ДП наблюдается квази - H_{111} мода колебаний (рис. 4) на резонансной частоте 3,3907 ГГц. Узлы электрического поля в области петли расположены на расстоянии 44,2 мм, что соответствует порядка $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве. Заметим, что электрическое поле ДП имеет заметное искажение в области, более близкой к петле.

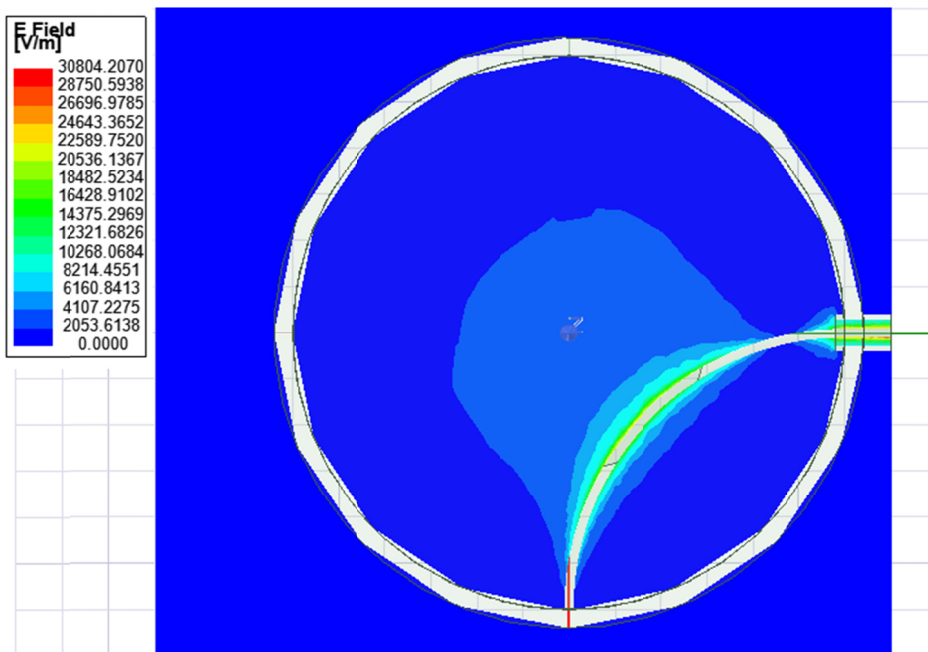
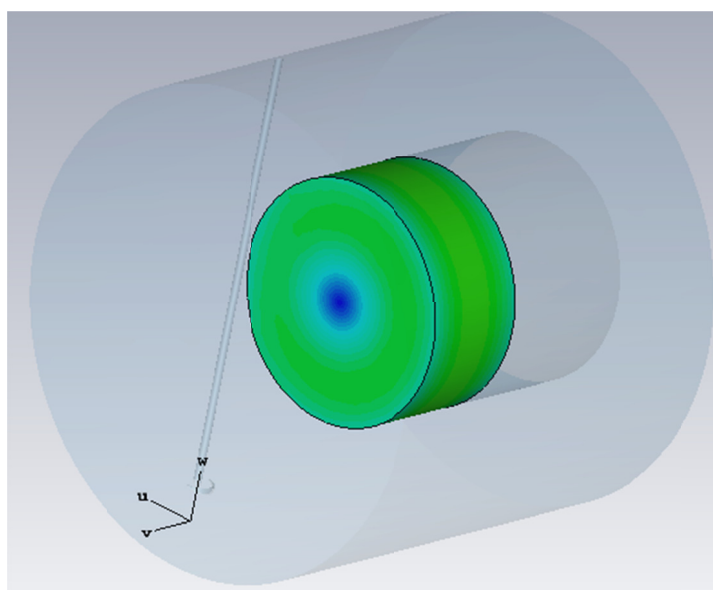


Рисунок 4 – Распределение модуля E -составляющей поля при петлевом возбуждении

Для получения картин распределения поля при введении ДР (рис. 5,а и рис. 5,б) из системы выделяется требуемый отдельный элемент – ДР, (ЦР и диэлектрическая подставка ДП показаны прозрачными). Картины распределения электрического и магнитного поля ДР соответствуют низшей магнитной моде $H_{01\delta}$ (резонансная частота $f_0 = 1607,115$ МГц).



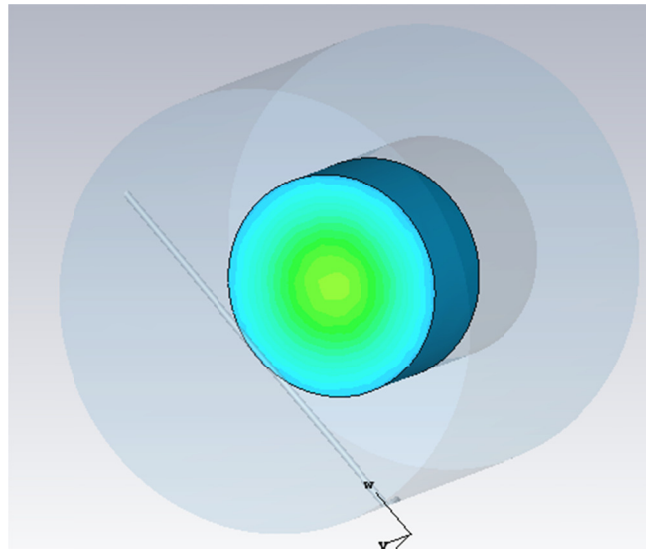


Рисунок 5 – Модуль электрического поля E в ДР (а) и H_1 ДР (б)

Поле H в ДР подобно полю H_{016} типа колебания ДР в свободном пространстве и максимально в области центра ДР.

Согласно рис. 5,а электрическое поле ДР имеет преимущественно азимутальную составляющую поля с минимумом значения в центре ДР и это поле частично проникает в ДП в области, соприкасающуюся с образцом ДР (рис. 6.). Поле H в ДП подобно полю H в ДР в его верхней части, примыкающей к ДР и убывает в направлении основания ЦР.

Из данных рис. 6 следует, что электрическое поле также имеет преимущественно азимутальную составляющую поля, но интенсивная часть электрического поля, проникающего в ДП, занимает достаточно малую часть объема образца диэлектрической подставки, в связи с чем вклад в тепловые потери, вносимые ДП уменьшается. Таким образом введение ДР снижает уровни потерь как в стенках ЦР, так и в диэлектрическом образце ДП.

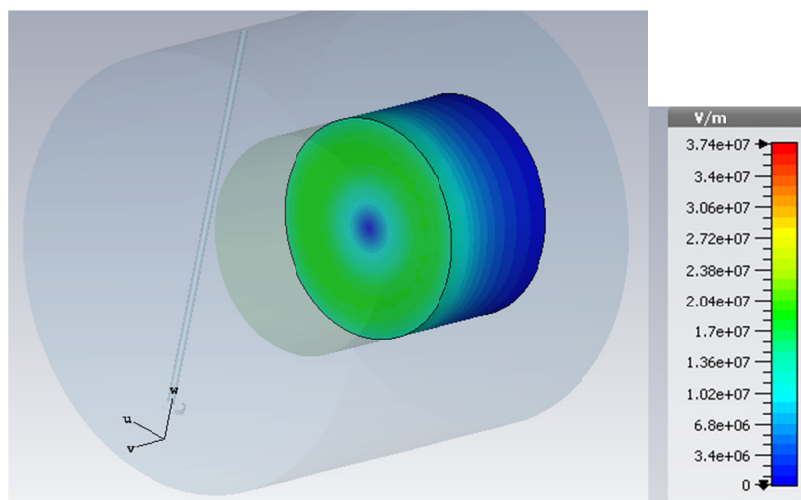


Рисунок 6 – Модуль электрического поля E в подставке ДП при наличии ДР

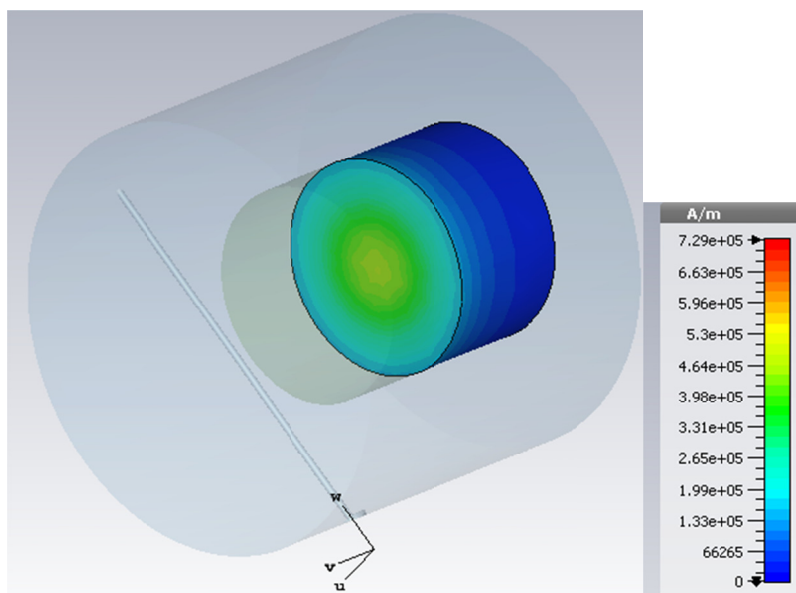


Рисунок 7 – Модуль магнитного поля H в ДР при наличии ДР

Показательная разница в распределении поверхностных токов в металлических стенках ЦР видна из случаев возбуждения полого ЦР (рис. 8) и при введении ДР, установленного на ДП внутри ЦР (рис. 9). В первом случае интенсивность плотности токов максимальна на цилиндрических стенках ЦР и неоднородна на его торцевых поверхностях, в то время как во втором случае поверхностные токи малой интенсивности наблюдаются лишь на незначительной площади цилиндрических стенок ЦР.

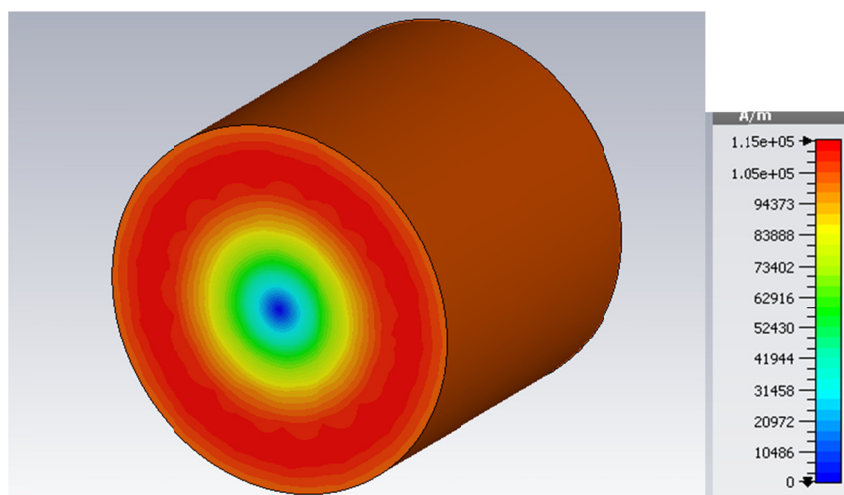


Рисунок 8 – Поверхностные токи полого ЦР на моде E010 ($F_0 = 3824,75$ МГц)

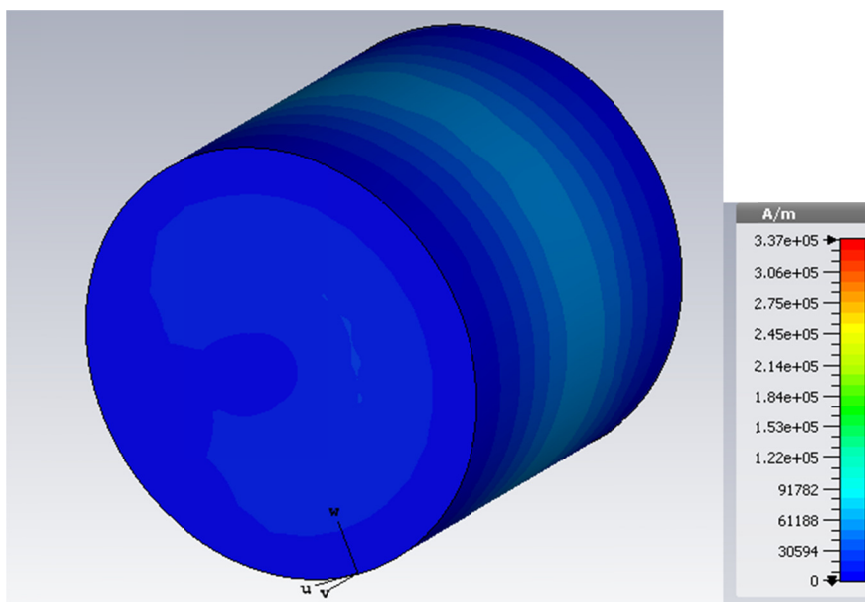


Рисунок 9 – Поверхностные токи на ЦР при наличии ДР с ДП внутри ЦР ($f_0=1607,11$ МГц)

Суммарные тепловые потери электродинамической системы складываются из потерь в металлических стенках ЦР за счет поверхностных токов, потерь в образце ДР за счет токов поляризации, связанных с амплитудным распределением электрической составляющей электромагнитного поля, а также диэлектрических потерь в ДП [3]. Следует отметить, что тепловые потери в ЦР с внутренним покрытием серебром и ДР, изготовленных из современных высокодобротных керамик, весьма малы (Q_0 порядка 10^5), а вклад в тепловые потери ДП из нитрида бора (Q_0 порядка $2-3 \times 10^3$), ограничен ввиду достаточно малой области, примыкающей к ДР, где электрическое поле максимально. Поэтому эффективная добротность всей электродинамической системы составляла значения не менее $Q_0 = 3-5 \times 10^4$. При петлевом возбуждении ДР параметры внешней связи составляли порядка $4 \dots 5$, что соответствует нагруженной добротности резонансной системы $Q_n = 7000-9000$, связанной с линией передачи. Экспериментальные данные проведенных измерений подтвердили данные моделирования по значениям нагруженной добротности исследуемой резонансной системы

Таким образом, введение ДР внутрь ЦР существенно уменьшают потери в металлических стенках ЦР, поэтому эффективная добротность системы ЦР-ДР-ДП будет определяться преимущественно потерями в образце ДР. Так на резонансной частоте $f_0=1607$ МГц при собственной добротности ДР порядка $Q_0=10^5$ результирующая собственная добротность системы составила экспериментальные значения порядка $Q_p=0,5 \times 10^5$, что свидетельствует о влиянии на результирующие потери системы образца ДП из нитрида бора, тангенс потерь материала которого относительно высок, а влияние стенок ЦР практически незначительно.

Заключение

В работе получены следующие результаты.

При возбуждении ЦР полу-петлей, лежащей в плоскости, параллельной его торцевым поверхностям, наблюдаются низшие моды колебаний полого ЦР, соответствующие аналитическим расчетам собственных колебаний ЦР.

Показано, что введение ДП в полость ЦР приводит к возмущению рабочей моды колебаний ЦР с понижением резонансной частоты системы с концентрацией поля преимущественно в образце ДП, однако структура поля в ДП остается подобной полю полого ЦР.

Введение ДР, установленного осесимметрично на цилиндрической ДП внутри ЦР приводит к качественному изменению распределения электромагнитного поля, так что рабочий тип колебаний определяется возбуждением ДР, поле внутри которого подобно полю магнитного диполя, а ЦР с ДП выполняют роль экрана, ограничивающего поле ДР.

Показано, что установка высокочастотного ДР внутри ЦР приводит к качественному уменьшению тепловых потерь в стенках ЦР, так как поверхностные токи занимают незначительную часть цилиндрической поверхности ЦР в области, примыкающей к ДР, а основная часть электромагнитного поля сконцентрирована внутри ДР. Это объясняет парадокс, когда потери в полой ЦР на собственной моде колебаний превышают суммарные потери системы ЦР-ДП-ДР, что может приводить к известным погрешностям в технике измерений электрофизических параметров высокочастотных твердых диэлектриков на СВЧ.

Список литературы

1. Рез И.С., Поплавко Ю.М. Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. - М.: Радио и связь, 1989, 288 с.
2. Параметры и методы расчета диэлектрических резонаторов и генераторов и фильтров на их основе. / Л. В. Алексейчик, И. И. Бродуленко, Н. Г. Гаврилюк и др. - М.: Центральный исследовательский институт "Электроника", Изд-во ЭТ, серия 1, Электроника СВЧ, 1990, 64 с.
3. Алексейчик Л.В., Любимова Г.А. Система собственных параметров диэлектрических резонаторов на СВЧ / Сборник трудов XXIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы». М., ФИАН-НИУ "МЭИ", 2015. С. 488— 494.
4. Курушин А.А., Пластиков А.Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio. –М. Издательство МЭИ, 2012, 152 с.

SIMULATION OF A DIELECTRIC RESONATOR INSTALLED IN THE CAVITY OF A CYLINDRICAL RESONATOR

L.V. Alexeychik, A.A. Kurushin

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Modeling of excitation modes of a cylindrical dielectric resonator (DR) installed in the cavity of a cylindrical resonator (CR), including the lowest type $H_{01\delta}$ oscillations, has been carried out. The DR is made of a high-permeability dielectric with low losses and is installed on a dielectric support (DC) made of a material with high thermal conductivity (boron nitride. with a DG installed on a dielectric support with loop excitation of the system. As a result of numerical simulation using the CST Microwave Studio program, patterns of the distribution of the moduli of the vectors of the resulting field of an electrodynamic system, as well as the parameters of its frequency characteristics, were obtained. the structure of the electric e-component of the field of the same type of oscillations $H_{01\delta}$ inside and in the vicinity of the DR sample in the case of excitation by a loop whose plane is parallel to the ends of a cylindrical (or disk) DR. division of the electric field in the vicinity of the excitation loop of the electrodynamic system. The values of the effective (loaded) Q-factor, intrinsic Q-factor and the Q-factor of the DR connection are obtained.

Key words: dielectric resonators, cylindrical resonator, CST Microwave Studio program, microwave measuring.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ СО ВЗАИМНОЙ СВЯЗЬЮ ПО РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ ВОЛНЕ В ВОЛНОВОДЕ

Л.В. Алексейчик

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Проведено моделирование частотных характеристик диэлектрических резонаторов (ДР), установленных в металлических прямоугольных волноводах X -диапазона длин волн при взаимной связи двух ДР по распространяющейся основной волне волновода H_{01} . Цилиндрические (дисковые) ДР выполнены из высокодобротных диэлектрических керамических материалов с высокими значениями диэлектрической проницаемости. Рассмотрены случаи взаимной связи ДР при четверть-волновой связи резонаторов, возбужденных на рабочем низшем типе колебания $H_{01\delta}$. Показано, что при одно полуволновой связи ДР имеет место превышение уровня критической связи, что приводит к нежелательному расщеплению резонансных кривых и существенному влиянию на частотные характеристики нерезонансного возмущения, вносимого диэлектрическим образцом ДР в волновод. Представлены картины электрических и магнитных полей ДР при одно и трех четвертьволновых связях между ДР. Выявлены особенности применения ДР в волноводных конструкциях режекторных микроволновых фильтров. Моделирование проведено с помощью программы CST MS.

Ключевые слова: диэлектрические резонаторы, волноводы, фильтры СВЧ, моделирование в CST MS.

Введение

При проектировании режекторных (заграждающих) СВЧ фильтров на диэлектрических резонаторах (ДР), установленных в металлических волноводах или в микрополосковых линиях требуется обеспечение "критической" связи между резонаторами, что достигается установкой резонаторов в линии передачи на расстояния, кратные нечетному числу $\lambda_v/4$, где λ_v – длина волны в линии передачи [1,2]. Однако, для случая применения ДР в конструкциях таких фильтров имеются существенные особенности, обусловленные возмущением распространяющейся волны линии передачи образцом ДР, формирующим локальное (местное) электромагнитное поле как резонансного, так и нерезонансного возбуждения. Численное моделирование случая четверть-волновой связи двух ДР, установленных в прямоугольном металлическом волноводе, позволило получить достаточно точные частотные характеристики элементов матрицы рассеяния, а также картины распределения электромагнитного поля в окрестности ДР, учитывающие отмеченные особенности четверть-волновой связи.

В данной работе проведено моделирование прямоугольного металлического волновода X -диапазона сечением 23×10 мм², содержащего два ДР цилиндрической (дисковой) формы: диаметр 4,5 мм, высота 2,0 мм, материалом которых служит керамика БТ-45 с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon' = 45$. ДР установлены в центре волновода с поперечной ориентацией диска ДР (рис. 1).

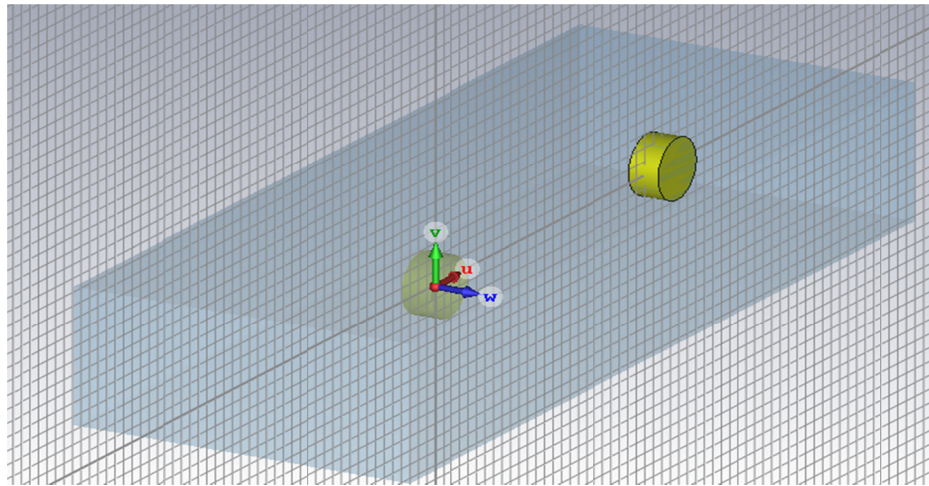


Рисунок 1 – Вид конструкции с двумя ДР в волноводе ($3\lambda/4$ между ДР)

На рис. 2 приведены элементы матрицы рассеяния одного ДР.

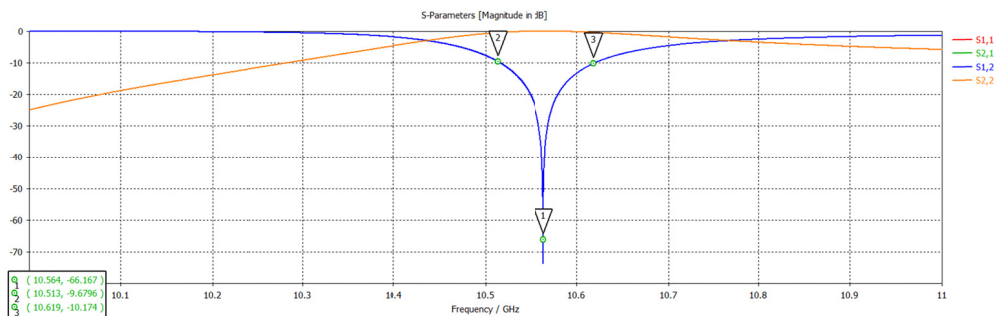


Рисунок 2 – S-параметры одного ДР в волноводе ($\lambda_v = 36,33$ мм на частоте 10,564 ГГц)

Из данных рис. 2 следует, что резонансная частота ДР, возбужденного на низшем типе колебаний $H_{01\delta}$, равна $f_0 = 10,564$ ГГц, а полоса заграждения - $2\Delta f$ по уровню 10 дБ для коэффициента прохождения S_{21} составляет 0,894 ГГц, что соответствует значению нагруженной добротности ДР равной $Q_n = f_0 / 2\Delta f = 10,564 / 0,894 / 3 = 39,39$. Отметим, что дополнительное деление полосы заграждения на "3" соответствует ее переводу на уровень измерения по "3 дБ". Коэффициент отражения S_{11} имеет выраженную несимметрию частотной характеристики, обусловленной нерезонансным возмущением, вносимым образцом ДР в волновод.

На рис.3 приведены частотные характеристики при одно четверть-волновой связи двух ДР в волноводе. Видно, что имеет место "расщепление" частотной характеристики коэффициента S_{21} (с полосой расщепления 129 МГц) за счет превышения взаимной связи между ДР уровня критической связи. Благодаря высокой собственной добротности ДР влияние тепловых потерь не приводит к заметному уменьшению разности частот "расщепления" [3]. Частотная характеристика коэффициента S_{11} имеет области частот с выраженными минимумами на склонах кривых, обусловленных противофазным влиянием поля нерезонансного возмущения образца ДР на распространяющуюся волну в волноводе.

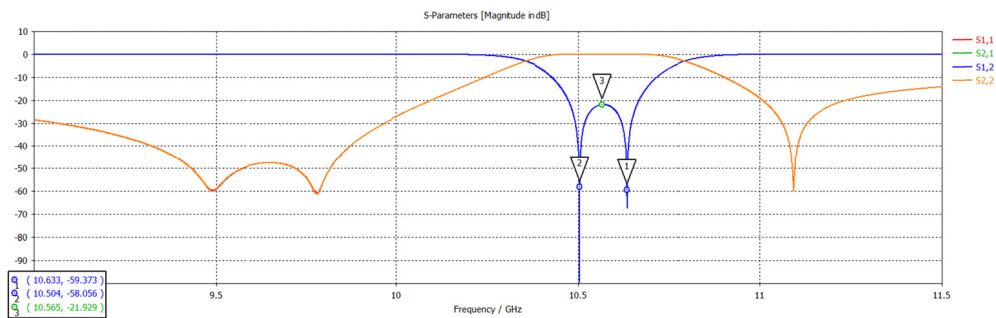


Рисунок 3 – S-параметры двух ДР с $\lambda/4$ связью

На рис.4 приведены частотные характеристики при трех четверть-волновой связи двух ДР в волноводе. Видно, что в этом случае достигается критическая связь между двумя ДР и частотные характеристики коэффициентов S_{21} и S_{11} принимают более П-образную форму, типичную для совершенной четверть-волновой связи двух резонаторов, при этом полоса частот заграждения S_{21} (примерно 135 МГц по уровню 10 дБ) остается практически близкой к полосе заграждения одного ДР (порядка 130 МГц)

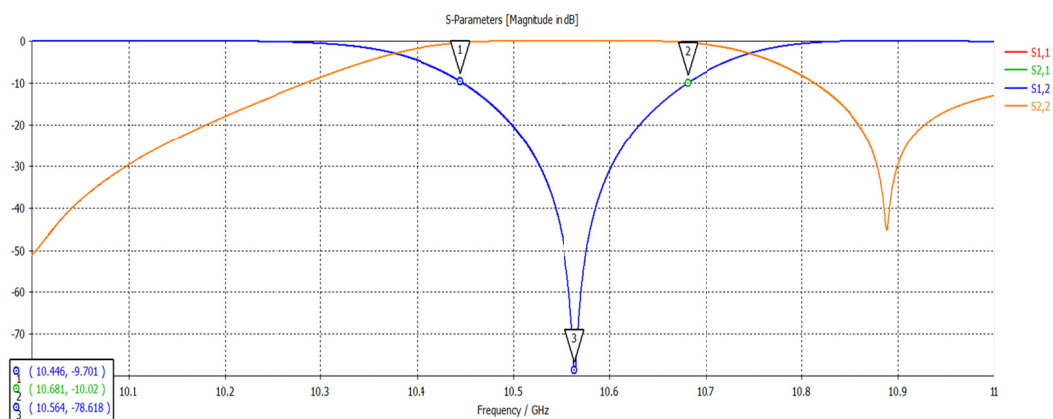


Рисунок 4 - Частотные зависимости S- параметров двух ДР с $3\lambda/4$ связью

Исследуемый вариант конструкции двух ДР с $3\lambda/4$ связью служит примером реализации двух контурного режекторного СВЧ фильтра, частотное распределение мощности которого на портах волновода представлено на рис. 5. Мощности суммарно (по модулю нормированы на 1), причем поступающая на порт 1 мощность принимает отрицательный знак, а мощность на выходе порта 2 положительный знак, соответственно. Видно, что в резонансной области частот мощности на входе порта 1 и выходе порта 2 стремятся к нулю, что соответствует высокому уровню режекции мощности. При этом на низкочастотном склоне имеется почти полное согласование волновода с нагрузкой, но на высокочастотном склоне часть входной и выходной мощностей испытывают уменьшение за счет нежелательной режекции, обусловленной типичной несимметрией резонансных характеристик ДР в линиях передачи [2].

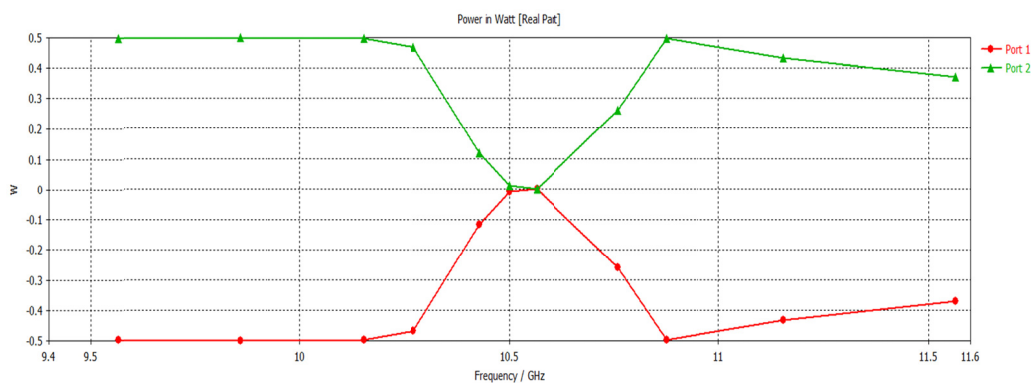


Рисунок 5 – Мощности на входном (1) и выходном (2) портах волновода

Указанные зависимости частотных характеристик S -параметров ДР с $3\lambda_g/4$ связью подтверждают необходимость проектирования заграждающих (режекторных) фильтров СВЧ на относительно больших электрических расстояниях в волноводе между резонаторами, что ведет к заметному увеличению их длины. Однако, предпринимается ряд мер, позволяющих реализовать одно четвертьволновую связь за счет частичного экранирования ДР и использования ДР с различным видом ориентации образцов ДР в волноводе [2].

Проведенное моделирование непосредственного включения двух ДР в полость волновода позволило дать оценки параметров связи между ДР и их нагруженной добротности, которые могут служить исходными данными для синтеза микроволновых режекторных фильтров волноводных конструкций, нашедших широкое применение в технике СВЧ [1].

Заключение

При включении ДР в полость металлического волновода последний служит одновременно линией передачи и экраном, препятствующим излучению ДР в окружающее свободное пространство. Возбуждение электромагнитного поля ДР по распространяющейся волне в волноводе имеет место на низшем магнитном типе колебаний $H_{01\delta}$ дискового ДР, который подобен полю магнитного диполя, поэтому не требуется дополнительных сосредоточенных элементов связи при реализации внешней связи ДР с волноводом.

Достижение «критической» связи между двумя ДР достигается только при размещении их в волноводе на электрическом расстоянии $3\lambda_g/4$, где λ_g - длина волны в волноводе на резонансной частоте ДР, если не предприняты дополнительные меры по уменьшению взаимной связи ДР при их одно четверть-волновой связи.

Учет выявленных особенностей взаимной связи двух ДР по распространяющейся волне в волноводе может быть распространен на другие типы волноводных линий передачи при проектировании микроволновых режекторных фильтров других конструкций, в том числе на экранированных микрополосковых линиях.

Список литературы

1. Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б. Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. К.: Тэхника, 1989. 184 с.
2. 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.: Центральный исследовательский институт «Электроника», Изд-во ЭТ. Серия 1. Электроника СВЧ, 1990. 64 с.
3. Алексейчик Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. С. 1012; Alexeychik L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. P. 913.

SIMULATION OF DIELECTRIC RESONATORS WITH INTERCONNECTION BY A PROPAGATING WAVE IN A WAVEGUIDE

L.V. Alekseychik

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: alexeychiklv@mpei.ru

Modeling of the frequency characteristics of dielectric resonators (DR) installed in metal rectangular waveguides of the X-range of wavelengths with the mutual coupling of two DR along the propagating fundamental wave of the H_{01} waveguide has been carried out. Cylindrical (disk) DR are made of high-Q dielectric ceramic materials with high values of dielectric constant. The cases of the mutual coupling of the DR in the case of a quarter-wave coupling of resonators excited at the working lowest type of fluctuations $H_{01\delta}$ are considered. It is shown that with one half-wave coupling of the DR, the critical coupling level is exceeded, which leads to an undesirable splitting of the resonance curves and a significant effect on the frequency characteristics of the nonresonant perturbation introduced by the dielectric sample of the DR into the waveguide. The pictures of the electric and magnetic fields of the DR with one and three quarter-wave couplings between the DR are presented. The features of the application of the DR in waveguide designs of microwave rejection filters are revealed. Simulation was carried out using the CST MS program.

Key words: dielectric resonators, waveguides, microwave filters, simulation in CST MS.

ДОБРОТНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА В ЭКРАНИРОВАННЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ СВЧ С ПОТЕРЯМИ

В.М. Геворкян, С.В. Вишняков, Ю.А. Казанцев, А.В. Шутов

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

Рассматривается вопрос формирования эффективной собственной добротности $Q_{\text{эф}}$ миниатюрного открытого диэлектрического резонатора (ДР) в экранированных линиях передачи с потерями. Электромагнитное поле резонатора представляется в виде суммы внутреннего поля ДР, определяющего внутреннюю собственную добротность $Q_0=1/\text{tg}\delta$, и внешнего поля ДР в линии, определяющего внешнюю добротность Q_e . Внешняя добротность, в свою очередь, определяется потерями в стенках линии. Показано, что для $Q_0 \gg 1$ и $Q_e \gg 1$ добротность $Q_{\text{эф}}$ может быть как больше, так и меньше Q_0 , что подтверждено численным моделированием.

Ключевые слова: открытый диэлектрический резонатор, добротность резонатора, эффективная собственная добротность, экранированная линия передачи с потерями.

Введение

В настоящее время в связи с достижениями в синтезе керамических материалов с высокой относительной диэлектрической проницаемостью ($\epsilon_r \approx 25 \dots 40$), малыми потерями ($\text{tg}\delta \approx 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-5}$) и высокой температурной стабильностью параметров в диапазоне СВЧ [1, 2] проявляется значительный интерес к использованию миниатюрных открытых диэлектрических резонаторов (ДР), изготовленных из такой керамики, как в пассивных, так и в активных устройствах СВЧ [3, 4]. В большинстве случаев для уменьшения излучения в окружающее пространство и снижения уровня влияния других конструктивных элементов на параметры ДР, такие резонаторы располагают в экранированных системах.

Одним из важнейших параметров ДР является добротность, которая определяется не только потерями в материале ДР, но и потерями в металлических стенках экранов. Проблема прогнозирования добротности ДР в экранированных системах связана не только с сложностью электродинамического анализа в резонансной области, но и с тем, что величина $\text{tg}\delta$ керамики с высоким значением ϵ_r определяется в диапазоне СВЧ с недостаточной точностью. Например, в ГОСТ Р 8.623-2015 величина неопределенности измерения $\text{tg}\delta$ на СВЧ составляет $\left(10 + \frac{3 \cdot 10^{-3}}{\text{tg}\delta}\right) \%$, т.е. при $\text{tg}\delta = 10^{-4} \dots 5 \cdot 10^{-5}$ величина собственной добротности ДР ($Q_0 = 1/\text{tg}\delta$) определяется с погрешностью (40...70)%, что явно недостаточно для точного анализа и моделирования СВЧ устройств.

В работе рассматривается рассеяние электромагнитных волн на ДР и проблемы определения добротности ДР, расположенных в полном металлическом регулярном волноводе с конечной проводимостью стенок.

Анализ электродинамических систем с линиями передачи, как правило, основан на применении матриц рассеяния. Расчету матриц рассеяния отрезка регулярного волновода с расположенным внутри него ДР посвящено достаточно много работ, использующих как аналитические приближения, так и численные расчеты [5-9]. Однако в этих работах не рассмотрено влияние на добротность ДР проводящих стенок волновода и потерь в материале ДР.

Диэлектрический резонатор

в полом металлическом согласованном волноводе

Следуя [6], рассмотрим регулярную линию передачи (полый волновод с проводящими стенками) с одним распространяющимся видом волны и расположенным в ней ДР (рис. 1).

На рис. 1 сечения поверхности S $z=z_1$ и $z=z_2$, ограничивающей объём V линии с ДР, выбираются на таком расстоянии от ДР ($z=z_0$), где «высшими» нераспространяющимися видами волн линии, излучаемыми токами поляризации ДР, как вторичными источниками, можно пренебречь. Тогда на поверхностях $z=z_1$ и $z=z_2$ будет только падающая волна с напряженностью электрического поля $E_{\text{пад}}$ и излученная ДР волна в прямом направлении – $E_{\text{изл}}^+$ и обратном направлении – $E_{\text{изл}}^-$.

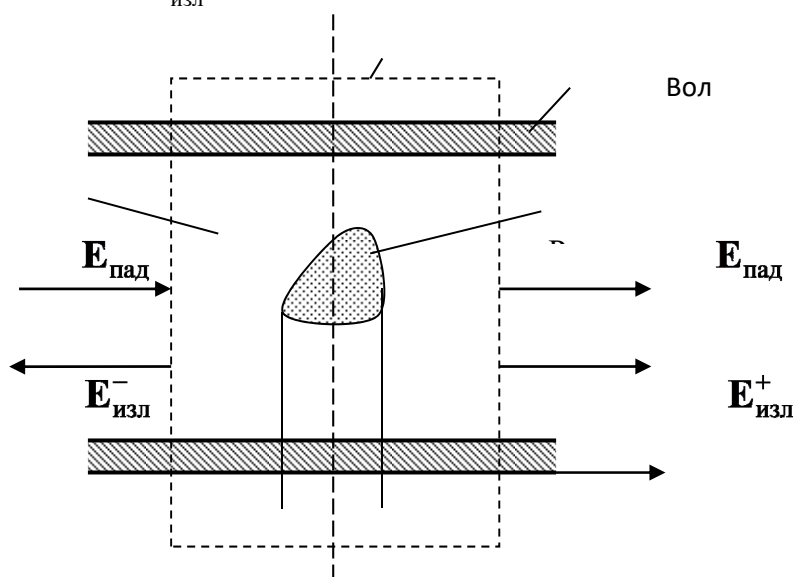


Рисунок 1 – Расчетная модель регулярной линии передачи с ДР

В рассматриваемой модели резонатором, по-существу, является весь объём V линии. Запасенная энергия в V определяется высшими, нераспространяющимися видами волн, и бегущими навстречу друг другу волнами между сечениями $z=z_3$ и $z=z_4$. Мощность потерь в объёме V определяется потерями в диэлектрике ($\text{tg}\delta$) и потерями в проводящих стенках линии.

В случае высокой добротности миниатюрных ДР (т.е. при $\epsilon_r \gg 1$ и $\text{tg}\delta \ll 1$) и пренебрежении «нерезонансным» возмущением ДР полей линии,

коэффициент отражения вблизи резонансной частоты ДР (ω_p) для распространяющегося вида волны в сечении $z=z_0$ запишется в виде [6]:

$$\underline{S}_{11}(j\omega) = \frac{\underline{E}_и^-}{\underline{E}_пад} = \frac{\beta}{1+\beta} \underline{\kappa}(j\omega) e^{-j\Psi}, \quad (1)$$

где Ψ – фазовый коэффициент, зависящий от положения и ориентации ДР в линии;

$\beta = \frac{P_и}{P_т}$ – коэффициент связи ДР с линией по распространяющемуся виду волны

в линии;

$P_и$ – мощность, излучаемая из резонансного объёма с ДР на резонансной частоте;

$P_т$ – мощность тепловых потерь в материале ДР и в проводящих стенках линии на резонансной частоте.

Частотный коэффициент $\underline{\kappa}(j\omega)$ в (1) вблизи резонансной частоты ω_p записывается в виде

$$\underline{\kappa}(j\omega) = \left[1 + j \frac{Q_{эф}}{1+\beta} \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega_p^2} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где $Q_{эф} = \frac{\omega_p W_з}{P_т}$ – эффективная добротность ДР (по существу, – добротность объёма V с ДР), а $W_з$ – запасённая энергия электромагнитного поля в объёме V .

$Q_{эф}$, в соответствие с (1) и (2), может быть определена по частотной характеристике $S_{11}(\omega) = |\underline{S}_{11}(j\omega)|$, как $Q_{эф} = \frac{\omega_p}{2\Delta\omega} (1+\beta)$, где $2\Delta\omega$ – «ширина» резонансной кривой $S_{11}(\omega)$ по уровню половинной мощности, а β определяется из (1) при $\omega = \omega_p$ из $S_{11}(\omega = \omega_p) = \frac{\beta}{1+\beta}$.

Проанализируем характеристику $Q_{эф}$ в нашем случае. Для этого весь объём V разобьём на две части: $V_{вн}$ – внутренний объём ДР и $V_{нар}$ – объём снаружи ДР. Тогда $V = V_{вн} + V_{нар}$ и $Q_{эф}$ можно записать в следующем виде:

$$Q_{эф} = \frac{\omega_p W_з}{P_т} = \frac{\omega_p (W_{звн} + W_{знар})}{P_{твн} + P_{тнар}} = \frac{\omega_p W_{звн}}{P_{твн}} \left[\frac{1 + \frac{W_{знар}}{W_{звн}}}{1 + \frac{P_{тнар}}{P_{твн}}} \right] = Q_0 \left(\frac{1 + K_W}{1 + \frac{Q_0}{Q_e} K_W} \right), \quad (3)$$

где $W_{звн}$ и $P_{твн}$ – соответственно, запасённая энергия и мощность тепловых потерь внутри ДР; $W_{знар}$ и $P_{тнар}$ – соответственно, запасённая энергия и мощность тепловых потерь в пространстве снаружи ДР;

$$Q_0 = \frac{\omega_p W_{звн}}{P_{твн}} = \frac{1}{\text{tg}\delta} \text{ – собственная (внутренняя) добротность ДР;}$$

$$Q_e = \frac{\omega_p W_{\text{знар}}}{P_{\text{тнар}}} - \text{внешняя добротность ДР};$$

$$K_W = \frac{W_{\text{знар}}}{W_{\text{звн}}} - \text{коэффициент равный отношению запасенных энергий снаружи}$$

и внутри ДР.

При малых потерях в материале ДР ($Q_0 \gg 1$) и в стенках линии передачи ($Q_e \gg 1$) структура полей в объёме V вблизи резонансной частоты не зависит от Q_0 , а, значит, можно считать, что K_W и Q_e не зависят от Q_0 . В этом случае зависимость $Q_{\text{эф}}$ от Q_0 согласно (3) имеет вид, приведенный на рис. 2. Из рис. 2 видно, что при $Q_0 < Q_e$ получаем $Q_{\text{эф}} > Q_0$, а при $Q_0 > Q_e$ получаем $Q_{\text{эф}} < Q_0$.

При измерении $Q_{\text{эф}}$ в согласованном волноводе необходимо учитывать так называемое «нерезонансное» возмущение ДР в линии передачи [5, 10], которое приводит к отличию реальных частотных характеристик измерительного тракта с ДР от классической резонансной кривой.

Малое «нерезонансное» возмущение может быть приближенно учтено, но это требует дополнительной аналитической аппроксимации такого возмущения по экспериментальным кривым коэффициентов матрицы рассеяния вблизи резонансной частоты. При этом «нерезонансное» возмущение зависит от размеров, положения, ориентации ДР в волноводе и от электрофизических параметров материала ДР. Нерезонансное возмущение можно существенно уменьшить, располагая ДР в короткозамкнутом волноводе.

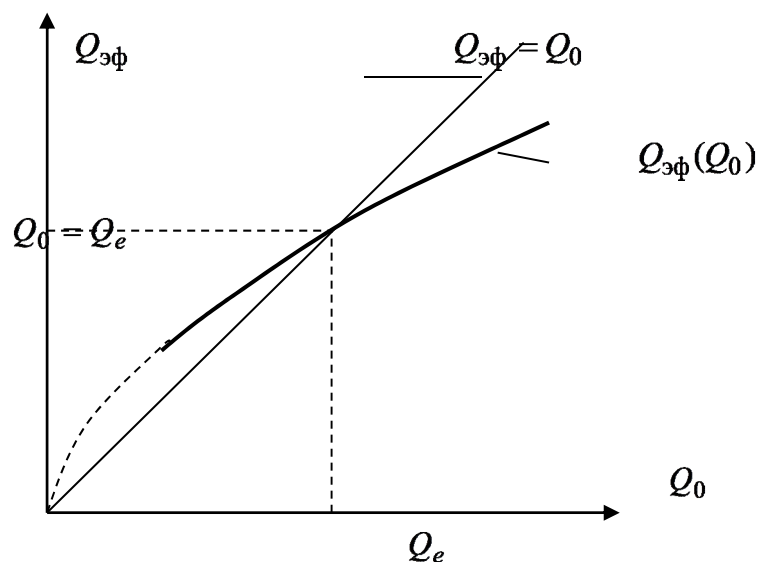


Рисунок 2 – Зависимость $Q_{\text{эф}}(Q_0)$ при условии $Q_0 \gg 1$ и $Q_e \gg 1$

Диэлектрический резонатор в короткозамкнутом волноводе

Рассмотрим ДР, расположенный в короткозамкнутом волноводе, как показано на рис. 3.

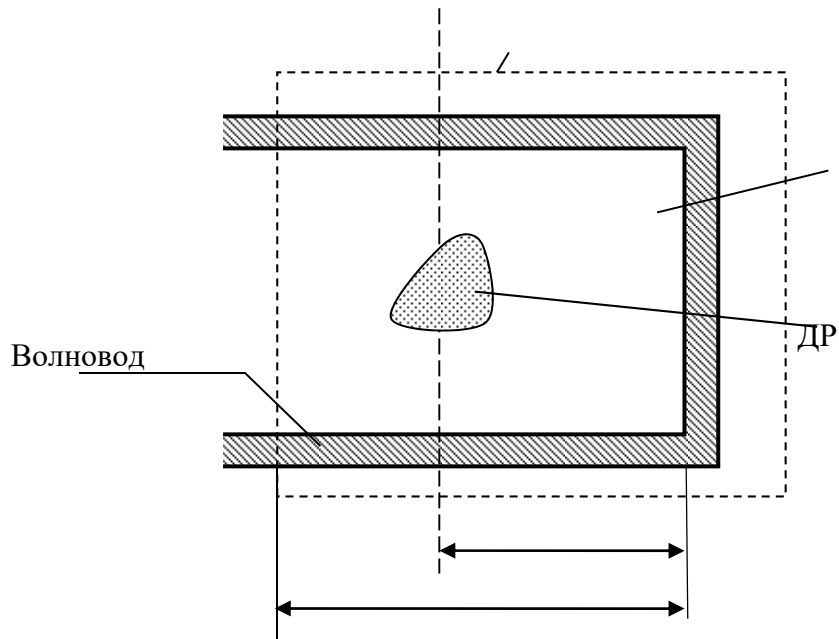


Рисунок 3 – Диэлектрический резонатор в короткозамкнутом волноводе

В этом случае резонансный объём V включает весь отрезок волновода от короткозамыкателя до поверхности $z=z_1$, где можно пренебречь высшими (нераспространяющимися) видами волн волновода, возбуждаемыми токами поляризации ДР. Располагая ДР на расстоянии от короткозамыкателя кратном половине длины волны волновода, что соответствует узлу электрического поля в волноводе, можно минимизировать нерезонансное возмущение полей волновода диэлектрическим резонатором. В этом случае коэффициент отражения в волноводе с ДР можно записать [5] в виде

$$\underline{S}_{11}(j\omega) = \left[1 - \frac{2\beta}{1+\beta} \underline{\kappa}(j\omega) \right] e^{-j\Psi}, \quad (4)$$

где β и $\underline{\kappa}(j\omega)$ определены (1) и (2). Соотношение (3) для $Q_{эф}$ справедливо и в этом случае.

Частотная зависимость $S_{11}(\omega)$ для ДР в этом волноводе приведена на рис. 4, где $S_{11p} = S_{11}(\omega_p)$ и является минимальным значением $S_{11}(\omega)$.

Для определения $Q_{эф}$ из (4) получаем при

$$\omega = \omega_p \quad S_{11p} = \left| \frac{1-\beta}{1+\beta} \right|, \quad (5)$$

где $\beta = \frac{1-S_{11p}}{1+S_{11p}}$ при $\beta < 1$;

$\beta = \frac{1+S_{11p}}{1-S_{11p}}$ при $\beta > 1$;

$\beta = 1$ при $S_{11p} = 0$.

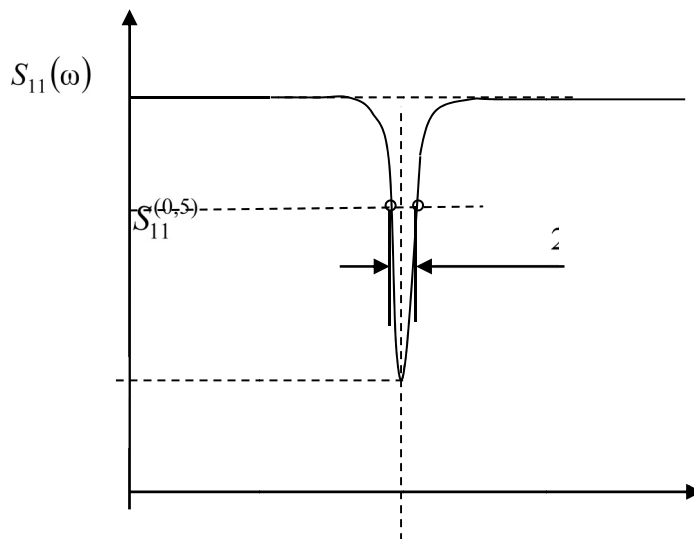


Рисунок 4 – Характерный вид частотной зависимости коэффициента отражения от ДР в короткозамкнутом волноводе

Уровень «половинной» мощности определяется из (4) и записывается в виде:

$$S_{11}^{(0,5)} = \sqrt{\frac{1 - S_{11p}^2}{2}} = \frac{\sqrt{1 + \beta^2}}{1 + \beta} \quad (6)$$

И тогда $Q_{\text{эф}}$ по резонансной кривой $S_{11}(\omega)$ определяется, как и в (2), формулой

$$Q_{\text{эф}} = \frac{\omega_p}{2\Delta\omega} (1 + \beta). \quad (7)$$

Численное моделирование проводилось для случая расположения дискового ДР с H_{016} видом колебания в прямоугольном короткозамкнутом (КЗ) волноводе, как показано на рис. 5.

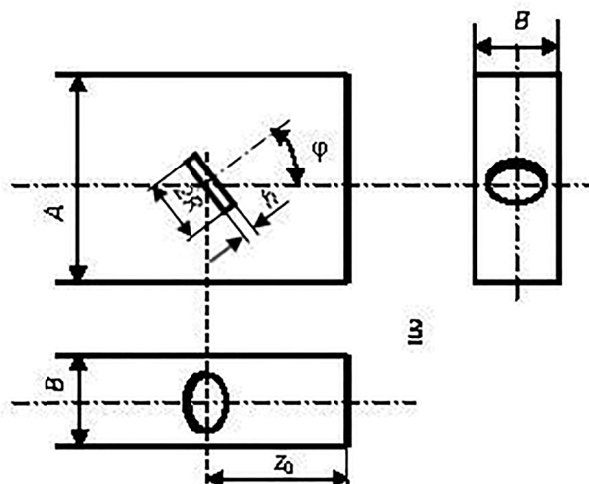


Рисунок 5. – Диэлектрический резонатор с короткозамкнутом волноводе.
Расчетная модель

Параметры волновода: $A \times B = 28,5 \times 12,6$ мм, материал – медь ($\sigma = 6 \cdot 10^7$ См/м). Параметры дискового ДР: $\epsilon_r = 40$; $R = 2,45$ мм, $h = 2,4$ мм. Ориентация диска ДР: $\varphi = 7^\circ$. Резонансная частота ДР $f_p = \omega_p / 2\pi = 10$ ГГц.

Результаты численного моделирования рассматриваемой системы ДР–КЗ волновод при изменении Q_0 приведены в табл. 1 и табл. 2 при различном расстоянии z_0 ДР от короткозамыкателя, равном $\lambda_B/2$ и λ_B .

Таблица 1 – Результаты моделирования при $z_0 = \lambda_B/2$

| $Q_0 = 1/\text{tg}\delta$ | $5 \cdot 10^3$ | $7,5 \cdot 10^3$ | $10 \cdot 10^3$ | $12,5 \cdot 10^3$ | $15 \cdot 10^3$ | $17,5 \cdot 10^3$ | $20 \cdot 10^3$ | Q_e | K_W |
|--------------------------------|----------------|------------------|-----------------|-------------------|-----------------|-------------------|-----------------|-------|-------|
| $Q_{\text{эф}}$ модель | 5614 | 8106 | 10415 | 12563 | 14564 | 16434 | 18185 | 12857 | 0,219 |
| $Q_{\text{эф}}$ формула (3) | 5616 | 8109 | 10419 | 12563 | 14564 | 16434 | 18185 | | |

Таблица 2 – Результаты моделирования при $z_0 = \lambda_B$

| $Q_0 = 1/\text{tg}\delta$ | $5 \cdot 10^3$ | $7,5 \cdot 10^3$ | $10 \cdot 10^3$ | $12,5 \cdot 10^3$ | $15 \cdot 10^3$ | $17,5 \cdot 10^3$ | $20 \cdot 10^3$ | Q_e | K_W |
|--------------------------------|----------------|------------------|-----------------|-------------------|-----------------|-------------------|-----------------|-------|-------|
| $Q_{\text{эф}}$ модель | 5703 | 8173 | 10430 | 12500 | 14404 | 16164 | 17795 | 12500 | 0,260 |
| $Q_{\text{эф}}$ формула (3) | 5706 | 8175 | 10431 | 12500 | 14406 | 16166 | 17797 | | |

Проведенное численное моделирование задачи показало высокую достоверность применения рассмотренного разбиения поля диэлектрического резонатора и соответственно формулы (3) для $Q_{\text{эф}}$.

Заключение

Колебательные системы современных СВЧ устройств содержат селективные элементы на основе открытых диэлектрических резонаторов, основной характеристикой которых является добротность. Добротность ДР зависит от тангенса угла диэлектрических потерь, однако, ввиду принципиального наличия экранирующих систем в устройствах с ДР, добротность колебательной системы с ДР также зависит от вносимых потерь за счет поверхностных токов в стенках экранов. При этом, практический интерес разработчиков СВЧ устройств часто ограничен свойствами ДР в экранированных объёмах или линиях, ограничивающих радиационные потери. Поэтому представленный в докладе анализ влияния на добротность ДР стенок экранов и оценки добротности ДР с учетом экранных полостей представляет практический интерес.

Проведенное численное моделирование задачи показало высокую достоверность применения рассмотренного алгоритма расчета добротности диэлектрического резонатора.

Список литературы

1. *Рыбкин В.Н., Фомина Г.В., Коломин В.М.* Технологические аспекты создания диэлектрических резонаторов со сверхвысокой добротностью для твердотельных СВЧ генераторов // *Электроника и микроэлектроника СВЧ*. 2017. Т. 1. С. 17-18.
2. *Ненашева Е.А.* Состояние и перспективы развития изделий из микроволновой керамики для отечественной СВЧ аппаратуры// *Электронная промышленность*. 2014. №2. С. 84-91.
3. *Геворкян В.М., Кочемасов В.Н.* Объёмные диэлектрические резонаторы. Основные типы, характеристики, производители// *Электроника. Наука. Технология. Бизнес.*: Часть 1. 2016. Вып. 4. С. 62-78; Часть 2. 2016. Вып. 5. С. 76-79.
4. *Геворкян В., Кочемасов В., Шадский В.* Генераторы с применением диэлектрических резонаторов // *Электроника. Наука. Технология. Бизнес.*:
Часть 1. Выпуск 2, 2020, с. 114 –128 DOI: 10.22184/1992-4178.2020.193.2.114.128.
Часть 2. Выпуск 4, 2020, с.102 – 113 DOI: 10.22184/1992-4178.2020.195.4.102.113.
Часть 3. Выпуск 5, 2020, с.112 – 119 DOI: 10.22184/1992-4178.2020.196.5.112.119.
5. *Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А., Калугин Е.И.* К расчету и применению диэлектрических резонаторов в устройствах СВЧ // *Радиотехника и электроника*. 1977. Т. 22. №3. С. 512–521.
6. *Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А., Краюшкин В.В.* Расчет линии передачи с диэлектрическими резонаторами при учете ближнего поля // *Электронная техника, Электроника СВЧ*. 1979. Вып. 8. С. 15–27.
7. *Диэлектрические резонаторы.* Ильченко М.Е., Взятых В.Ф., Гассанов Л.Г. и др / Под редакцией проф. Ильченко М.Е. М.: Изд-во «Радио и связь», 1989. 327 с.
8. *Бутырин В.М.* Диэлектрический цилиндр произвольного радиуса и высоты в прямоугольном волноводе // *Радиотехника и электроника*. 1985. Вып. 5. С. 865-871.
9. *Вишняков С., Геворкян В., Казанцев Ю.* Автоматизированное проектирование высокочастотной колебательной системы транзисторного автогенератора. Численные методы расчета // *Электроника. Наука. Технология. Бизнес*. 2009. №2. С.52–56.
10. *Егоров В.Н.* Характеристики резонаторов сверхвысоких частот с нерезонансным просачиванием мощности// *Изв. Вузов. Радиофизика*. 2010.–Т. LIII. №8. С. 493–503.

ОГРАНИЧЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ НАПРЯЖЁННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ПРОЛЁТАХ ВОЗДУШНЫХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧИ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

К.И. Таратонкина, А.А. Белогловский

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: TaratonkinaKI@mpei.ru

В работе выполнен обзор литературы и документов, нормирующих воздействие электрических полей на персонал и население, расчёт и анализ полей воздушных линий электропередачи с номинальным напряжением 500 и 750 кВ. Полученные данные, показывают, что переход от горизонтального размещения фазных проводов линий к их расположению в вершинах равностороннего треугольника при позволяет уменьшить максимальную напряжённость поля под фазными проводами линии на 12÷15%. При этом чем меньше значение межфазного расстояния, тем слабее поле под проводами линии вблизи земли.

Ключевые слова: воздушная линия электропередачи, расчёт электрического поля вблизи поверхности земли, ослабление поля, взаимное расположение фазных проводов.

Введение

В области электромагнитной совместимости и безопасности объектов электрических сетей высокого напряжения (ВН) – воздушных линий электропередачи (ВЛ) и открытых распределительных устройств (ОРУ) подстанций ВН – изучаются два комплекса вопросов [1]:

- воздействие электромагнитных полей (ЭМП) на электронную и электромеханическую контрольно-измерительную и управляющую аппаратуру;
- воздействие ЭМП на персонал, обслуживающий их источники, и работающий с ними, и население.

Воздействие ЭМП на человека и электронную аппаратуру связано [1]:

- с протеканием в нервных и мышечных тканях, в проводниках аппаратуры токов, обусловленных эффектами электростатической и электромагнитной индукции;
- с воздействием на людей и аппаратуру электрических разрядов с заземлённых конструкций, на которых высокое напряжение индуцируется при протекании токов через них и их контуры заземления.

Интенсивность проявления этих явлений зависит от абсолютных значений напряжённости компонент ЭМП и их распределения в пространстве.

Регулированию и ограничению подлежат электрические поля (ЭП) и магнитные поля (МП), создаваемые энергетическим и электротехническим оборудованием, поскольку они влияют на электронную и электромеханическую аппаратуру и живые организмы.

В России приняты нормативные документы, ограничивающие уровни ЭМП, воздействующих на персонал и население, в том числе, для полей промышленной частоты (ПЧ). Поэтому при проектировании ВЛ ВН необходимо выбирать такое взаимное расположение фазных проводов в

пролётах ВЛ и их высоту над землёй, которые обеспечат ослабление ЭМП ПЧ вблизи поверхности земли на подстилающей местности до значений, определённых нормативами.

Ниже изучены способы регулирования ЭП ПЧ ВЛ 500 и 750 кВ, их способность ослабить ЭП до уровней, указанных в нормативных документах. Выбор этих классов напряжения связан с тем, что для этого и более высоких классов напряжения минимальное значение высоты фазных проводов над землёй определяется требованиями ограничения электрических полей [7]. Для более низких классов напряжения её значение определяется недопустимостью пробоев между проводами и проезжающим под ними транспортом.

1. Анализ источников литературы и нормативных документов

Санитарно-эпидемиологические исследования здоровья персонала, обслуживающего подстанции и ВЛ с номинальным напряжением 220÷500 кВ, были проведены в СССР ещё в середине 1960-х годов [1]. Выяснилось, что люди, работавшие на подстанциях 500 кВ, испытывали повышенные утомляемость и раздражительность, вялость, жаловались на головные боли, нарушения в работе сердечно-сосудистой системы и желудочно-кишечного тракта. В ряде работ наблюдались некоторые изменения состава периферической крови.

Современные данные свидетельствуют о том, что при воздействии ЭМП ПЧ на человеческий организм основную угрозу представляют наведённые электрические токи в нервных и мышечных тканях [1]. Интенсивность их воздействия зависит от плотности наведённого тока. В [1] указано, что выраженные зрительные эффекты и отклонения в работе нервной системы возникают при плотности тока в тканях 1÷10 мкА/см². Если же она лежит в пределах 0,1÷1 мкА/см², то наблюдаются лишь минимальные эффекты, не представляющие опасности для человека. Результаты измерений на макете человеческого тела, помещённого в магнитное поле ПЧ с напряжённостью 80 А/м, дали максимальные значения плотности тока 0,2 мкА/см², и средние – 0,015 мкА/см² [1]. В диссертации [2] в цикле ОАПВ были получены более высокие значения амплитуды плотности тока в тканях: 12,1 мкА/см², когда на ВЛ 750 кВ подавалось напряжение 500 кВ, и 18,15 мкА/см², когда подавалось напряжение 750 кВ. Эти значения уже лежат в диапазоне, в котором возможно неблагоприятное воздействие наведённых токов на человеческий организм.

Результаты некоторых исследований говорят о том, что ЭМП ВЛ ВН, оказывают негативное воздействие на растительный и животный мир в подстилающей местности. Например, в [3] приведены результаты расчётов плотности продольного тока в водоёме, на высоте 10 м над поверхностью которого проходят фазные провода ВЛ 500 кВ. Оказалось, что эти значения плотности тока могут достигать величин, опасных для ихтиофауны водоёмов.

Поэтому при проектировании ВЛ ВН необходимо выбирать такое взаимное расположение фазных проводов в пролёте линии и их высоту над землёй, которые обеспечат ослабление ЭМП ПЧ вблизи поверхности земли на

подстилающей местности. В частности, в [3] в одноцепных ВЛ предложено использовать опоры с расположением фазных проводов треугольником.

Характерные значения напряжённости ЭП ПЧ вблизи объектов энергетики приведены в статье [4]. В ней приведены максимальные значения напряжённости на территории ОРУ подстанций ВН, вблизи ВЛ, а также бытовых электроприборов. Здесь же показаны пороговые значения напряжённости воздействующего на человека ЭП ПЧ, вытекающие из теоретических и экспериментальных исследований. Показано, что реальные значения напряжённости ЭП в большинстве случаев существенно ниже безопасных. Исключениями являются лишь такие особые случаи, как производственная деятельность человека, например, на ОРУ или вблизи ВЛ. Здесь напряжённость поля может превышать безопасное значение и границу индивидуальной восприимчивости. Например, под фазными проводами ВЛ 500 и 750 кВ могут достигаться действующие значения напряжённости, превышающие 10 кВ/м [4].

В России приняты нормативные документы [5, 6], ограничивающие воздействие ЭМП ПЧ на персонал, обслуживающий их источники, и население. В частности, предельно допустимый уровень действующих значений напряжённости воздействующего ЭП на рабочих местах персонала установлен в течение всей смены установлен равным 5 кВ/м [5]. Такое же значение принято для населенной местности, вне зоны жилой застройки [6].

Поэтому при проектировании ВЛ ВН необходимо выбирать взаимное расположение фазных проводов в пролёте линии и их высоту над землёй, которые обеспечат ослабление ЭМП ПЧ вблизи поверхности земли. Правила устройства электроустановок [7] определяют наименьшие допустимые расстояния от нижних фазных проводов ВЛ до земли: например, в населённой местности для ВЛ 500 кВ оно составляет 15,5 м, а для ВЛ 750 кВ – 23 м.

2. Оценка ослабления электрических полей в пролётах ВЛ за счёт расположения фазных проводов в вершинах треугольника

Авторы доклада рассчитали методом эквивалентных зарядов [1, 8] и сопоставили действующие значения напряжённости электрического поля E которое создают вблизи земли ВЛ 500 и 750 кВ с горизонтальным расположением фазных проводов (рис. 1а) и с проводами, расположенными в вершинах равностороннего треугольника (рис. 1б). Представлены результаты вычислений в серединах пролётов ВЛ, где их фазные провода ближе всего подходят к земле и, следовательно, значения E наибольшие.

Выбор размещения фазных проводов в вершинах равностороннего треугольника обусловлен тем, что при этом имеется симметрия поля относительно координатной оси y (рис. 1б), что обеспечивает наилучшее взаимное экранирование полей фазных проводов. При нарушении симметрии условия для экранирования ухудшаются.

В случае ВЛ 500 кВ были получены данные для межфазных расстояний $S=8,4$ и 10 м, что в соответствии со справочником [9] соответствует параметрам опор соответствующего класса напряжения.

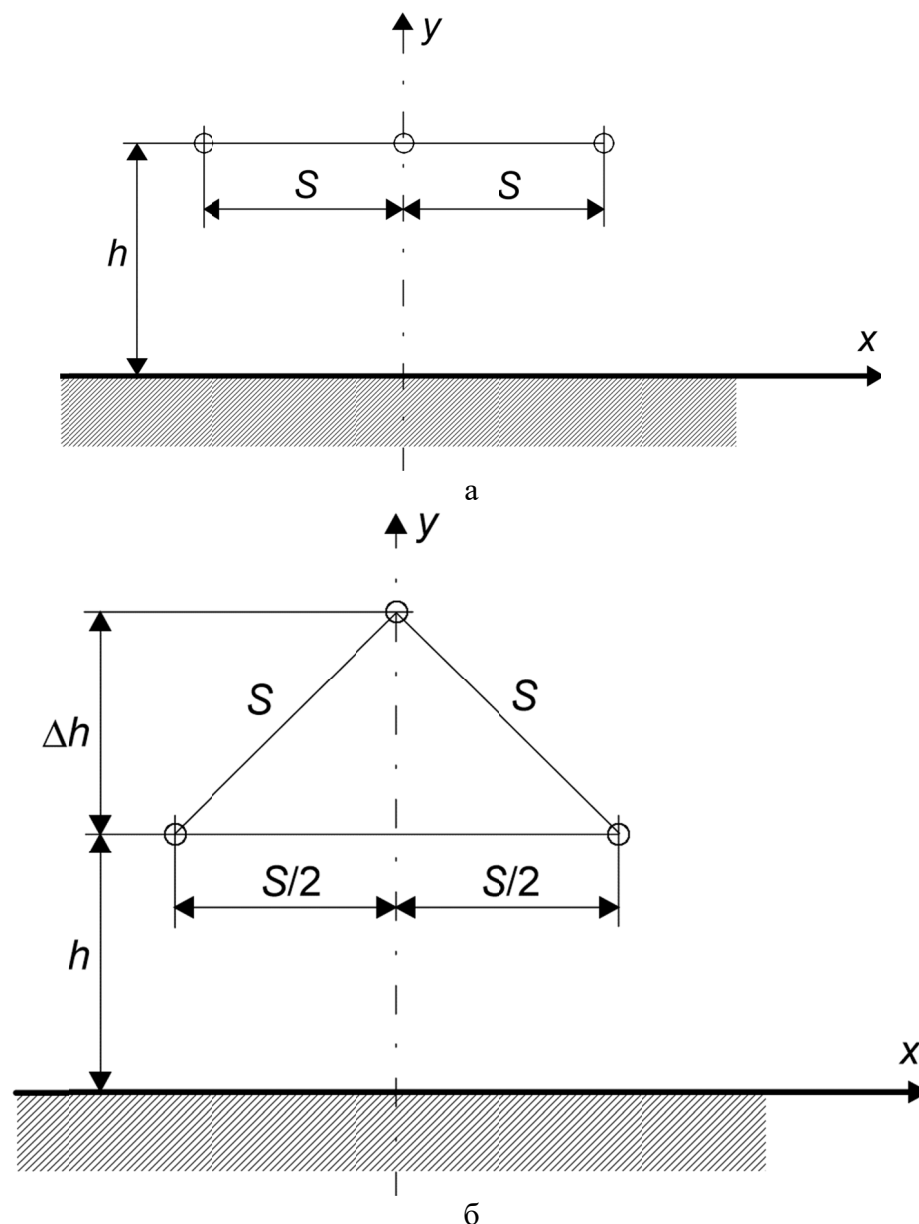


Рисунок 1 – Схемы расположения фазных проводов горизонтально (а) и в вершинах равностороннего треугольника (б)

В качестве характерного примера в табл. 1 приведены расчётные действующие значения E_{\max} максимальной напряжённости ЭП под проводами ВЛ с соответствующей конфигурацией. Высота нижних фазных проводов принята для случая ненаселённой местности ($h=8$ м).

Таблица 1 – Максимальные действующие значения напряжённостей ЭП в пролётах ВЛ 500 кВ при минимальной высоте нижних фазных проводов для случая $h=8$ м

| Конфигурация фаз ВЛ | Значение E_{\max} , кВ/м, при $S=8,4$ м | Значение E_{\max} , кВ/м, при $S=10$ м |
|---------------------------|---|--|
| Горизонтальная (рис. 1.а) | 12,717 | 13,961 |
| В треугольник (рис. 1.б) | 11,168 | 11,911 |
| δE_{\max} | 0,122 | 0,147 |

В табл. 1. δE_{\max} – это уменьшение напряжённости ЭП при переходе от горизонтальной конфигурации фаз ВЛ к их конфигурации «в треугольник», определённое в относительных единицах по сравнению с первой из них. Значения напряжённости были определены на высоте 1,8 м над поверхностью земли.

Заметим, что для одинакового значения $h=8$ м и горизонтального расположения проводов на ВЛ 500 кВ при $S=8,4$ м значение E_{\max} на 8,91% меньше, чем при $S=10$ м. В случае размещения проводов в вершинах равностороннего треугольника такое же уменьшение величины S приводит к снижению E_{\max} на 6,24%.

Переход от горизонтального размещения фазных проводов ВЛ к их расположению в вершинах равностороннего треугольника позволяет уменьшить максимальную напряжённость поля под фазными проводами на 12÷15%. При этом чем меньше значение межфазного расстояния S , тем слабее поле под проводами линии вблизи земли.

Отметим, что для ВЛ 750 кВ минимальная допустимая высота проводов над землёй больше, чем в случае ВЛ 500 кВ, и в ненаселённой местности составляет $h=12$ м. Поэтому наибольшие расчётные действующие значения напряжённости поля достигают $E_{\max}=13,055$ кВ/м при $S=16$ м и $E_{\max}=14,127$ кВ/м при $S=18$ м. Указанные величины S в соответствии со справочником [9] соответствует параметрам опор класса напряжения 750 кВ. Таким образом для одинакового значения $h=12$ м на ВЛ 750 при $S=16$ м значение E_{\max} на 7,6% меньше, чем при $S=18$ м.

Заключение

В докладе расчётным путём изучены результаты применения таких способов ослабления электрических полей ВЛ ВН вблизи поверхности земли, как уменьшение междуфазных расстояний и переход от горизонтального расположения фазных проводов к их размещению в вершинах равностороннего треугольника. Работа выполнена на примере ВЛ 500 и 750 кВ.

При одинаковой высоте фазных проводов над землёй на значения максимальной напряжённости E_{\max} электрического поля под ними существенно влияет расстояние S между соседними фазами. Например, на ВЛ 500 кВ при минимальной допустимой высоте их расположения над землёй $h=8$ м при $S=8,4$ м значение E_{\max} на 8,95% меньше, чем на ВЛ с $S=12$ м. На ВЛ 750 кВ $h=12$ м при $S=16$ м значение E_{\max} на 7,6% меньше, чем при $S=18$ м.

Полученные данные, показывают, что переход от горизонтального размещения фазных проводов ВЛ к их расположению в вершинах равностороннего треугольника при минимальной допустимой высоте расположения проводов позволяет уменьшить максимальную напряжённость поля под фазными проводами линии на 12÷15%. При этом чем меньше значение межфазного расстояния S , тем слабее поле под проводами линии вблизи земли.

Полученные результаты являются теоретическим обоснованием применения названных способов ослабления электрических полей ВЛ ВН.

Список литературы

1. Колечицкий Е.С. Защита биосферы от влияния электромагнитных полей: учебное пособие для вузов / Е.С. Колечицкий, В.А. Романов, В.Г. Карташев. – М.: Издательский дом МЭИ, 2008.
2. Токарский А.Ю. Обеспечение электромагнитной безопасности электросетевых объектов. Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора технических наук. Специальность 05.14.02 – Электрические станции и электроэнергетические системы. – Иваново, 2011.
3. Кадомская К.П. Электромагнитная совместимость каналов передачи электроэнергии с биосферой / К.П. Кадомская, С.А. Кандаков, Ю.А. Лавров, И.М. Степанов, С.С. Шевченко // Труды Кольского научного центра РАН. 2011. №4. С. 9-28.
4. Дьяков А.Ф. Электромагнитная обстановка и оценка ее влияния на человека / А.Ф. Дьяков, И.И. Левченко, О.А. Никитин, О.А. Аношин, И.П. Кужекин, Б.К. Максимов // Электричество. 1997. №5. С. 2-10.
5. Электромагнитные поля в производственных условиях. Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы. СанПиН 2.2.4.1191-03. – М.: Минздрав России, 2003.
6. Санитарные нормы и правила защиты населения от воздействия электрического поля, создаваемого воздушными линиями электропередачи переменного тока промышленной частоты. Санитарные нормы. СН 2971-84. – М.: Минздрав СССР, 1984.
7. Правила устройства электроустановок. Седьмое издание. – М.: Министерство энергетики Российской Федерации, 2002.
8. Белогловский А.А. Методы расчета электрических полей в примерах и задачах: учебное пособие / А.А. Белогловский, И.В. Пашинин. – М.: Издательский дом МЭИ, 2007.
9. Справочник по электрическим установкам высокого напряжения / Под ред. И.А. Баумштейна, С.А. Бажанова. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989.

LIMITING THE VALUES OF THE ELECTRIC FIELD STRENGTH IN SPANS OF HIGH-VOLTAGE OVERHEAD POWER TRANSMISSION LINES

K.I. Taratonkina, A.A. Beloglowsky

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: TaratonkinaKI@mpei.ru

The paper provides a review of the literature and documents regulating the impact of electric fields on personnel and the population, calculation and analysis of the fields of overhead power transmission lines with a nominal voltage of 500 and 750 kV. The obtained data show that the transition from the horizontal placement of the phase wires of the lines to their location at the vertices of an equilateral triangle allows reducing the maximum field strength under the phase wires of the line by 12-15%. At the same time, the smaller the value of the interfacial distance, the weaker the field under the wires of the line near the ground.

Key words: overhead power transmission line, calculation of the electric field near the earth's surface, field attenuation, mutual arrangement of phase wires.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭЛЕМЕНТАХ ТОКОПРОВОДА 20 КВ

Д.В. Голубев, Е.М. Воронкова, Д.И. Ковалев, Г.С. Локтионов

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

В работе рассматривается распределение электрического поля в токопроводе с новым типом изоляции в литом исполнении для класса напряжения 20 кВ. Выделены наиболее значимые элементы конструкции, а также области расчета распределения напряженности электрического поля. Для заданных областей были определены максимальные уровни напряженности с указанием места их возникновения. Аналогичные расчеты были проведены для токопроводов с твердой изоляцией классом напряжения 20 кВ с существующими на рынке характеристиками изоляционного материала с целью сравнения свойств электрической прочности, применяемого на рынке и разрабатываемого компаунда на их достаточность.

Ключевые слова: токопровод, литая изоляция, допустимая напряженность, распределение напряженности электрического поля, электрическая прочность.

Введение

В настоящее время всё большее распространение получают токопроводы с литой изоляцией. В первую очередь это связано с необходимостью повышения компактности данного вида оборудования по сравнению с воздушными токопроводами, а также с необходимостью повышения надежности эксплуатации высоковольтного оборудования электрических станций и подстанций.

Наибольшее распространение получили токопроводы с литой изоляцией на номинальные классы напряжения 6-35 кВ. Однако существующие решения позволяют разработать данный тип токопровода на более высокие классы напряжения, а применение новых композиционных материалов позволяет улучшить не только технические, но и электрические характеристики готового изделия [1].

Для токопроводов с новым видом изоляционной конструкции номинальным классом напряжения 20 кВ были построены модели в соответствии с размерами, установленными требованиями ПУЭ, и конструктивным исполнением терминальных и компенсационных секций. Для построенных моделей элементов токопроводов было определено распределение напряженности электрического поля внутри твердого диэлектрика, а также были установлены превышения максимальных величин по сравнению с допустимыми.

1. Определение анализируемых элементов и областей исследования токопроводов с литой изоляцией

Анализ распределения напряженностей электрического поля в данной статье проводится для двух основных элементов токопроводов: прямая секция, угловая секция. Отдельному анализу также подвергаются соединительные элементы частей токопроводов между собой – компенсационные элементы (муфты).

Областью исследования являются промежутки, являющиеся наиболее опасными местами для возникновения частичных разрядов. Данные промежутки располагаются в толще изоляции вблизи токопроводящей шины, но не на её поверхности.

Изучение свойств электрической прочности изоляции для выбранных областей заключается не только в определении реальных значений напряженностей, но также и в их сравнении с допустимыми значениями напряженностей электрического поля.

Для токопроводов с твердой изоляцией классом напряжения 20 кВ действующее значение допустимой напряженности в резконеоднородном поле линейной части токопровода принимается равной величине, лежащей в диапазоне от 0,5 до 1,5 кВ/мм, где последняя является максимально допустимой величиной напряженности внутри токопровода. Для угловых элементов конструкции, зависящих от радиуса закругления, допустимая напряженность составляет до $5 \div 7$ кВ/мм. Сам метод определения допустимых напряженностей в резконеоднородном поле представлен в литературе [2].

2. Условия для моделирования

Анализ распределения напряженностей в резконеоднородном электрическом поле твердого диэлектрика осуществляется по средним значениям при воздействии наибольшего длительно допустимого напряжения. Согласно ГОСТ 1516.3-96 [3], для токопроводов 20 кВ наибольшее длительно допустимое напряжение составляет: для межфазной изоляции 23 кВ, для фазной изоляции $23/\sqrt{3}$ кВ.

Исследования уровней напряженности в твердом диэлектрике может осуществляться по действующим и по мгновенным значениям. Для коротких промежутков изоляции рационально проводить исследование по мгновенным значениям, которые будут демонстрировать продолжительность и момент времени, начиная с которого может наступить превышение допустимых величин напряженности электрического поля. Для длинных промежутков изоляции целесообразно проводить исследование по действующим значениям, так как в данном случае определяющим является место возникновения превышения [4, 5].

Для мгновенных значений напряженности электрического поля анализ проводится на момент времени $t=0$, так как суммарная картина распределение мгновенных значений (сумма действительной и мнимой составляющих) по длине рассматриваемого промежутка не изменяется.

Расчет проводится в программном комплексе Comsol Multiphysics.

3. Расчет распределения напряженности электрического поля токопроводов для двух типов изоляции

В работе рассматривались распределения электрических полей для двух типов применяемых компаундов, в одном случае это был эпоксидно-полиэфирный компаунд с пылевидным кварцем (компаунд А), в другом эпоксиднополиэфирный компаунд без наполнителя (компаунд Б).

Таблица 1 – Основные характеристики компаундов

| Характеристика | Эпоксидно-полиэфирный с пылевидным кварцем | Эпоксиднополиэфирный без наполнителя |
|--|--|--------------------------------------|
| Плотность, г/см ³ | 1,7 | 1,25 |
| Теплостойкость (по Мартенсу), °С | 95 | 80 |
| Морозостойкость, °С | -50 | -60 |
| Предел прочности при растяжении, кг/см | 650 | 600 |
| Предел прочности при сжатии, кг/см | 1200 | 900 |
| кгс/см ² | 10-12 | 7-8 |
| Удельное объемное сопротивление, ом·м | 1·10 ¹⁴ | 1·10 ¹⁵ |
| Коэффициент линейного термического расширения, К-1 | (16-17) ·10-6 | (20-24) ·10-6 |
| Диэлектрическая проницаемость | 5 | 4,2 |
| Тангенс угла диэлектрических потерь при 50 Гц | 0,018-0,022 | 0,013-0,020 |
| Водопоглощение за 24 ч, % . | 0,05 | 0,05 |
| Теплопроводность, Вт/(м·К) | 9,4 | 1,5-1,7 |

В соответствии с заданными условиями моделирования для рассматриваемых элементов токопроводов с литой изоляцией классом напряжения 20 кВ были получены графики распределения напряженностей для двух сечений (поперечном и продольном). Результаты максимальных величин рассчитанных напряженностей электрического поля для двух различных изоляционных материалов представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Результаты максимальных величин напряженностей электрического поля для различных сечений элементов токопроводов 20 кВ для двух типов изоляции

| Элемент токопровода | Сечение | Величина допустимой напряженности электрического поля, кВ/мм | Анализируемая значение напряженности электрического поля | Максимальная величина напряженности электрического поля двух компаундов кВ/мм |
|--------------------------------|-----------------------------|--|--|---|
| Линейная часть | Поперечное | 0,5÷1,5 | мгновенное | (А) 0,6 (Б) 0,9 |
| | Продольное (по каждой фазе) | 0,5÷1,5 | действующее | (А) 0,85 (Б) 1,1 |
| Угловая часть | Продольное (по каждой фазе) | 5÷7 | действующее | (А) 1,2 (Б) 2,1 |
| Компенсационная секция (муфта) | Поперечное | 0,5÷1,5 | мгновенное | (А) 0,34 (Б) 0,65 |
| | Продольное (по каждой фазе) | 0,5÷1,5 | мгновенное | (А) 0,36 (Б) 0,7 |

Как видно из таблицы 2, значения напряженности электрического поля для компаунда типа А находятся ниже или незначительно превышают нижнюю границу допустимых напряженностей в резконеоднородных полях для данного типа электрооборудования.

Компаунд типа Б при анализе напряженностей электрического поля имеет ухудшающиеся характеристики электрической прочности. Так, например, в поперечном и продольном сечениях компенсационной секции значения напряженности электрического поля превысили нижнюю допустимую границу. Тенденции к снижению электрической прочности в угловой части токопровода также наблюдаются для разрабатываемого инновационного компаунда А: расчетное значение максимальной величины напряженности электрического поля для компаунда Б в данной области увеличилось в 1,75 раз, что иллюстрируется на рис. 1.

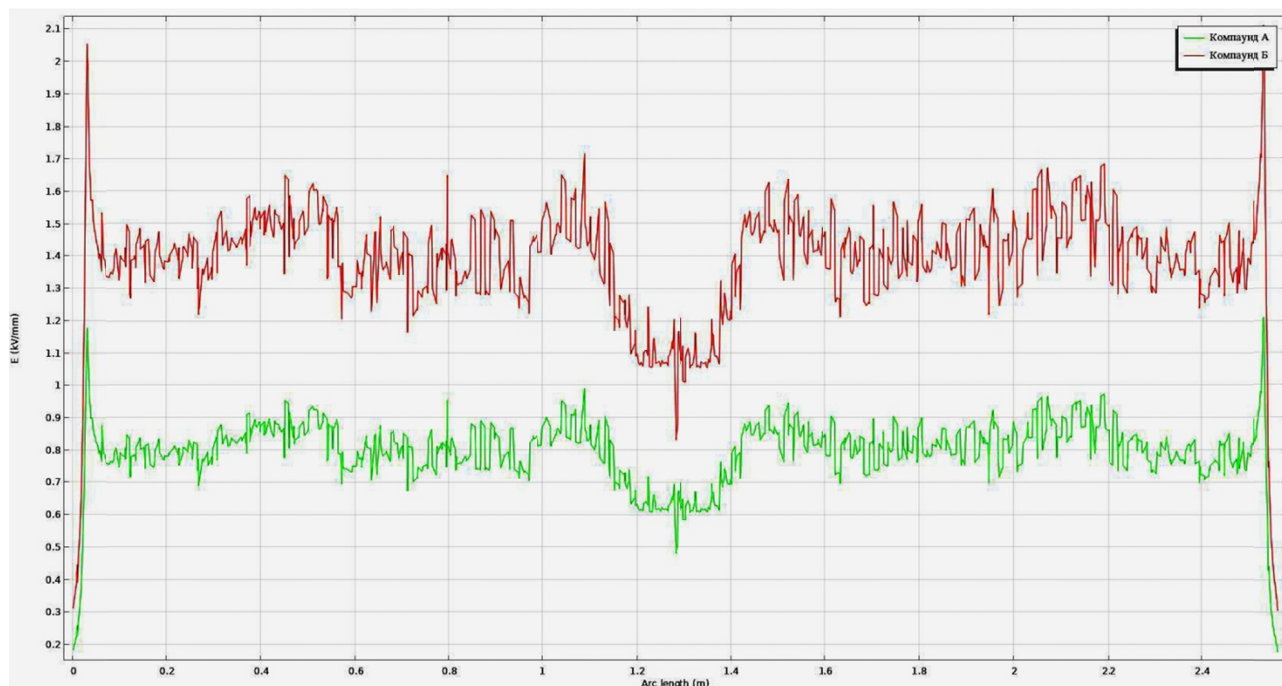


Рисунок 1 – Распределение напряженности электрического поля около токопроводящей шины в угловых элементах токопроводов 20 кВ для двух типов компаунда, где А – эпоксидно-полиэфирный компаунд с пылевидным кварцем, Б – эпоксиднополиэфирный компаунд без наполнителя

Заключение

Вопросы, связанные с технологическим улучшением производимой изоляции, приводят к необходимости проведения комплексного подхода по её подбору. Данный подход должен быть основан не только на подборе оптимального химического состава эпоксидной изоляции, но также и на обосновании применения различных наполнителей.

С целью обоснования технических решений относительно применяемого вида изоляции необходимо проводить анализ распределения электрических полей внутри изоляционных конструкций. Такой анализ позволит в дальнейшем обоснованно подходить к вопросу проектирования и производства оборудования, находящегося под постоянным воздействием рабочего напряжения.

В работе выполнен краткий анализ распределения электрического поля в двух типах применяемого изоляционного материала. Эпоксидно-полиэфирный компаунд с пылевидным кварцем (компаунд А) является наиболее

оптимальным с точки зрения электрической прочности. Эпоксиднополиэфирный компаунд без наполнителя (компаунд Б) также возможен к применению, однако необходим анализ долгосрочного применения в изоляционных конструкциях для изучения поведения компаунда в условиях электрического и теплового старения.

Работа выполнена в рамках проекта «Разработка токопроводов на основе новых композиционных материалов со встроенными цифровыми элементами интеллектуального управления» при поддержке гранта НИУ «МЭИ» на реализацию программ научных исследований «Энергетика», «Электроника, радиотехника и ИТ» и «Технологии индустрии 4.0 для промышленности и робототехника» в 2020-2022 гг.». Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Высоковольтный научно-исследовательский комплекс» ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ».

Список литературы

1. Moskvichev E. V., Doronin S. V. Information support of mechanical strength analysis of cast-resin insulated busbar systems / *Vychisl. Tekhnol*, vol. 22. i. 1. pp. 48 – 54, 2017
2. Varivodov V.N., Kovalev D.I., Zhulikov S.S., Golubev D.V., Romanov V.A., Mirzabekyan, G.Z. «Technological Aspects of the Use of Cast Polymer Insulation for High-Voltage Switchgear and Busbars», *Power Technology and Engineering*, 2021, 54(6), pp. 915–922.
3. МЕЖГОСУДАРСТВЕННЫЙ СТАНДАРТ ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА НА НАПРЯЖЕНИЯ ОТ 1 ДО 750 кВ Требования к электрической прочности изоляции.
4. Peng Hu Li, Ling Ruan, Cheng Lei Li, Fan Yang, Hai Yun Jin, Si Rui Zhu, «Optimization for Epoxy/Paper Composites Insulated Tubular Bus Structure» // *Materials Science Forum (Volume 922)*, May 2018, pp: 169-174.
5. Daifang Zhang, Zhong Zheng, Yuqin Wang, Ruya Song, Ling Ruan, Xiang Ren, «Electric Field Simulation Study of Squeezed Insulated Tube Bus» // *2019 IEEE International Conference on Energy Internet (ICEI)*, 27-31 May 2019.

SIMULATION OF ELECTRIC FIELD VOLTAGE DISTRIBUTION ON 20 KV BUSBARS ELEMENTS

D. Golubev, E. Voronkova, D. Kovalev, G. Loktionov

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

The paper considers the distribution of the electric field in a conductor with a new type of insulation in a cast version for a voltage class of 20 kV. The most significant structural elements, as well as areas for calculating the distribution of the electric field strength, are highlighted. For the specified areas, the maximum levels of tension were determined with an indication of the place of their occurrence. Similar calculations were carried out for solid-insulated bus ducts with a voltage class of 20 kV with the characteristics of an insulating material existing on the market in order to compare the properties of the dielectric strength used on the market and the developed compound for their sufficiency.

Key words: conductor, cast insulation, permissible strength, distribution of electric field strength, electric strength.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИНВЕРТОР ТОКА – ТРАНСФОРМАТОРНЫЙ ВОДОНАГРЕВАТЕЛЬ

М.В. Шамсиев¹, С.А. Абдулкеримов², А.М. Шамсиев³

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», филиал в г. Душанбе, Республика Таджикистан

²ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

³ООО «Кроу-Хорват Таджикистан», Душанбе, Республика Таджикистан

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

Анализируется возможность реализации трансформаторного водонагревателя с безэлектродными искровыми разрядами (БИР), который отличается от предложенных ранее авторами конструкций полным отсутствием токоподводов. Приведены основные расчетные соотношения параметров трансформаторного водонагревателя при питании от электрической сети с частотой 50 Гц и показано что переход к частоте 60 кГц позволяет существенно уменьшить габариты магнитопровода, используя при этом конструкцию стандартного инверторного блока питания. Все проведенные расчеты сориентированы для использования системы высокочастотный инвертор тока – трансформаторный водонагреватель с БИР в автономных отопительных батареях.

Ключевые слова: трансформатор, водонагреватель, инвертор, ток, разряд, частота, магнитопровод, капилляр.

Введение

О возможности построения трансформаторного водонагревателя с безэлектродными искровыми разрядами (БИР) было показано в [1].

Учитывая, что оптимальной конструкцией для трансформаторного водонагревателя с БИР является конструкция построенная по принципу трансформаторного плазмотрона [2] с секционированным магнитопроводом, питающий высокочастотный (до 60 кГц) инвертор тока должен выдавать значительный ток.

Ранее, в работах [3,4,5] было показано, что водонагреватели с БИР имеют высокий к.п.д. (>200%) и отличаются простотой технической реализации. Что позволяет рекомендовать их к широкому внедрению в системах отопления и горячего водоснабжения (ГВС).

Однако наличие токоподводов при длительной эксплуатации, может со временем представлять проблему из-за окисления их поверхности и снижения по этой причине эффективности водонагревателя.

1. Трансформаторный водонагреватель с секционным магнитопроводом.

С этой точки зрения, трансформаторный водонагреватель, построенный по принципу локализации [6] представляет безусловный интерес, т.к. в нем камера водонагревателя будет представлять собой вторичную обмотку трансформатора (один виток).

Основой расчета параметров этого водонагревателя является теоретически обоснованная и экспериментально подтвержденная закономерность возникновения и длительного существования автономных

плазменных образований (АПО) [7]. В работе [7] было показано, что длительность существования АПО, которые и являются энерговырабатывающим элементом водонагревателя, напрямую зависит от увеличения плотности тока (в идеале $>10000\text{А}/\text{мм}^2$) искрового разряда при одновременном уменьшении его величины. Т.к. увеличение тока ограничено параметрами питающей сети, то увеличение плотности тока необходимо добиваться уменьшением площади поперечного сечения искрового разряда.

Одновременно потребуется максимально увеличить вторичное напряжение в водном, 1-ом витке, трансформаторного водонагревателя, для возникновения искрового разряда.

Нетрудно показать, что при промышленных частотах (50Гц или 400Гц) питающего напряжения это приведет к заметному увеличению габаритов магнитопровода. Уменьшение которых возможно при переходе к высоким частотам, например 60 кГц. Что потребует, в свою очередь, использования высокочастотного инвертора тока для питания первичной обмотки трансформаторного водонагревателя.

Имеется также возможность, ориентируясь на питание от частоты 50Гц с целью упрощения конструкции, искусственно увеличить солесодержание нагреваемой воды. Что на первичном этапе внедрения трансформаторного водонагревателя безусловно является перспективным направлением.

Из серии проведенных ранее экспериментов следует, что при давлении столба воды в 1 метр и частоте 50 Гц, действующее значение тока искрового разряда составляло 0,4А (при солесодержании 10г/литр).

Диаметр капилляра $d = 0,1\text{мм}$, следовательно $S_k = 0,008\text{мм}^2$. Плотность тока искрового разряда, при токе 0,4А, составит $50\text{А}/\text{мм}^2$.

Учитывая актуальность использования трансформаторного водонагревателя с БИР в комплексе с автономной отопительной батареей, приведем основные расчетные соотношения исходя из необходимости нагрева 6 литров воды (емкость современной десятисекционной отопительной батареи) с 10°C до 70°C и поддержания достигнутой температуры ее поверхности в течении всего отопительного сезона, т. е. 5 месяцев.

Необходимая для этого тепловая энергия составит: $Q = 4.2 \cdot 6000 \cdot (70^\circ\text{C} - 10^\circ\text{C}) = 1512000\text{дж}$

Принимая время выхода на номинальный тепловой режим равным 3 часа, т.е. $3 \cdot 3600 = 10800\text{сек}$, определим потребную электрическую мощность водонагревателя: $P = 1512000/10800 = 140\text{ Вт}$.

С учетом $\cos \varphi = 0.9$ полная мощность $S = 140/0.9 = 155,6\text{ ВА}$.

Следовательно, при оптимальном токе искрового разряда 0,4А напряжение на одном вторичном витке водонагревателя должно составить:

$$U = \frac{155,6}{0,4} = 389\text{ В}$$

С учётом параметров бытовой сети 220В и 10А, коэффициент трансформации

$$k_{\text{тр}} = \frac{389}{220} \approx 2,$$

что означает: при первичной обмотке, состоящей из одного витка, магнитопровод должен содержать как минимум две секции, обмотки которых соединяются параллельно.

Площадь поперечного сечения магнитопровода каждой секции:

$$S = \frac{U_{\text{сети}}}{(4,44 \cdot f \cdot B \cdot W)} = \frac{220}{(4,44 \cdot 50 \cdot 1,6 \cdot 1)} = 0,619 \text{ м}^2$$

Здесь $U_{\text{сети}} = 220\text{В}$, $f=50\text{Гц}$, $B=1,6\text{Тл}$, $W=1\text{виток}$.

Габариты магнитопровода секции можно уменьшить, увеличивая число витков W , но при этом необходимо пропорционально увеличивать число секций.

Кардинально уменьшить габариты магнитопровода возможно при переходе к рабочей частоте 60 кГц. Т. е. блок схема системы будет иметь вид рис.1

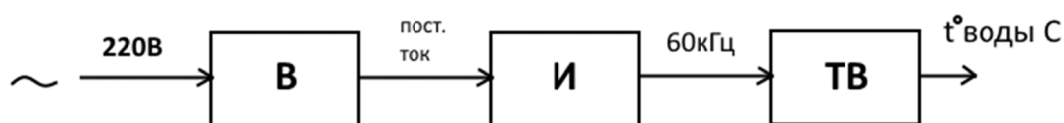


Рисунок 1

Здесь В-выпрямитель, И-инвертор, ТВ-трансформаторный водонагреватель.

При этом следует учесть следующие моменты.

1. Потребляемая мощность из сети увеличивается с учётом КПД трансформаторной части водонагревателя и составит:

$$S_1 = \frac{155,6}{0,53} = 294 \text{ ВА.}$$

2. так как придется использовать ферритовый магнитопровод, то $B \approx 0,4\text{Тл}$.

3. поперечное сечение (мм^2) одной секции сердечника трансформатора (броневое типа):

$$Q_c = k \cdot \sqrt{\frac{S_1}{f}} \cdot 10^2 = 10^3 \cdot \sqrt{\frac{294}{60 \cdot 10^3}} = 70 \text{ мм}^2.$$

Здесь $k \approx 10$ постоянная для воздушных трансформаторов.

4. минимальное число витков одной секции:

$$N_{\text{min}} = \frac{155,6}{4,44 \cdot 2 \cdot 60 \cdot 10^3 \cdot 0,4 \cdot 0,7 \cdot 10^{-4}} \approx 14 \text{ витков.}$$

5. Следовательно, для получения на водном витке 220В необходимо иметь магнитопровод состоящий из 14 секций обмотки которых включены параллельно между собой.

Заключение

Проведенный выше первоначальный анализ показывает, что переход к питающему напряжению частотой 60 кГц позволяет существенно уменьшить габариты магнитопровода трансформаторного водонагревателя и использовать при этом стандартную конструкцию инверторного блока питания.

Список литературы

- 1) Шамсиев М. В., Шамсиев А.М. «Трансформаторный водонагреватель с безэлектродными искровыми разрядами (БИР)». Материалы международной научно-практической конференции «Электроэнергетика Таджикистана», Душанбе, 2021г.
- 2) Шамсиев М.В., Тегай В.В. Трансформаторный плазмотрон. А.С.СССР №925236, 1980.
- 3) Шамсиев М.В., Абдулкеримов С.А., Шамсиев А.М. «Исследование взаимодействия автономных плазменных образований (АПО) с водными растворами», Материалы XXVI Международной конференции Электромагнитное поле и материалы Москва, ИНФРА-М, 2018. - с. 325 – 328.
- 4) Шамсиев М.В., Абдулкеримов С.А., Шамсиев А.М. «Разработка и исследование трехфазного водонагревателя с безэлектродными искровыми разрядами», Материалы XXVII Международной конференции Электромагнитное поле и материалы Москва, ИНФРА-М, 2019. - с. 518 – 523.
- 5) Шамсиев М.В., Абдулкеримов С.А., Шамсиев А.М. «Оптимизация параметров водонагревателей с БИР» Материалы XXVIII Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы», Москва, Издательство МЭИ, 2020, с. 437-443.
- 6) Шамсиев М.В., Шамсиев А.М. «Способы управления в системах с электродуговыми процессами (СЭП)», Материалы XXIII Международной конференции Электромагнитное поле и материалы Москва, ИНФРА-М, 2015. - с. 393 – 407.
- 7) Шамсиев М.В. Закономерность возникновения и длительного существования автономных плазменных образований (АПО) Труды II выездной сессии секции газового разряда научного совета АН СССР по проблеме физика низкотемпературной плазмы. Долгоживущие плазменные образования и физическая природа шаровой молнии. Ярославль, 1988, с.96-105.

DEVELOPMENT AND STUDY OF HIGH-FREQUENCY CURRENT INVERTER-TRANSFORMER WATER HEATER SYSTEM

M.V. Shamsiev¹, S.A. Abdulkarimov², A.M. Shamsiev³

¹National Research University «MPEI», Dushanbe branch, Republic of Tajikistan

²National Research University «MPEI», Moscow, Russia

³LLC «Crow-Horvat Tajikistan», Dushanbe, Republic of Tajikistan

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

The paper analyzes the possibility of implementing a transformer water heater with electrodeless spark discharges (ESD), which differs from the previously proposed designs by the authors of complete absence of current leads. The main calculated ratios of the transformer water heater parameters at supply from the electric network with a frequency of 50 Hz are presented, and it is shown that the transition to a frequency of 60 kHz allows to reduce significantly the dimensions of the magnetic circuit, using the design of the standard inverter power supply unit. All calculations carried out are oriented for the use of high-frequency current inverter - transformer water heater with ESD in autonomous heating batteries.

Key words: transformer, water heater, inverter, current, discharge, frequency, magnetic conductor, capillary.

СПОСОБЫ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИМАЛЬНЫХ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ СВОЙСТВ В РОТОРАХ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

С.Ю. Останин¹, Т.С. Латыпов¹, Н.С. Зубарев¹, И.М. Миляев²,
Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

³ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы формирования оптимальных гистерезисных свойств и характеристик в материалах для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии и непосредственно в роторах. Исследуется влияние напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке материалов и роторов, на параметры цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов при проектировании гистерезисных электромеханических преобразователей энергии.

Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи, магнитные материалы и сплавы.

Введение

В настоящее время актуальны новые задачи в области перспективных применений гистерезисных электромеханических преобразователей энергии в химической, текстильной, атомной, медицинской, пищевой промышленности [1-9]. В связи с этим необходимо решение следующих взаимосвязанных задач:

- анализ особенностей процессов в магнитных цепях гистерезисных электромеханических преобразователей энергии различных конструкций;
- создание новых, с лучшими магнитными и гистерезисными свойствами и характеристиками, менее дефицитных и более дешёвых магнитных материалов и сплавов для роторов гистерезисных преобразователей;
- разработка новых методов и средств формирования и стабилизации магнитных и гистерезисных свойств и характеристик роторов, в том числе разработка режимов термомагнитной обработки хромокобальтовых сплавов для формирования в них оптимальных гистерезисных свойств;
- конструкторско-технологические усовершенствования роторов гистерезисных преобразователей на базе улучшенных и новых сплавов.

Основополагающие принципы технологии термомагнитной обработки хромокобальтовых сплавов и базовые подходы к её реализации изложены в ряде справочников и статей по магнитно-твёрдым материалам [10-15], а также в ГОСТ 24897-81. В этих литературных источниках рассмотрены режимы термической обработки, обеспечивающие максимальные магнитные свойства в магнитах при предельном уровне анизотропных магнитных свойств. Например, применительно к материалам и сплавам для магнитов режимы термомагнитной обработки для получения и стабилизации анизотропного состояния следующие:

- на первом этапе нагрев материала или сплава до температуры 750 °С;
 - далее охлаждение с критической скоростью 0,15-0,25 °С в минуту до конечной температуры 600 °С в магнитном поле с напряжённостью 1000 А/см;
- Стандартная технология термомагнитной обработки занимает значительное время – примерно 2 часа, причём охлаждение ведётся в сильном магнитном поле, что возможно только в специальном электромагните или соленоиде. Создание указанного поля круговой конфигурации в габаритах реального ротора гистерезисного электромеханического преобразователя энергии является трудноразрешимой задачей и требует значительного времени.

1. Формирование методологии получения оптимальных гистерезисных свойств и характеристик в материалах для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии

В настоящей работе проводились исследования, направленные на усовершенствование хромокобальтовых сплавов, имеющих магнитные и гистерезисные свойства и характеристики в диапазоне средней магнитной жёсткости – с коэрцитивной силой гистерезисного цикла $H_C = 30-300$ А/см, на базе которых перспективно выполнение роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, и непосредственно роторов. В частности, исследовались следующие направления усовершенствования:

- возможности уменьшения напряжённости магнитного поля, нужного для формирования магнитной текстуры при термомагнитной обработке;
- возможности, наряду с этим, увеличения скорости охлаждения заготовки для ротора гистерезисного преобразователя в магнитном поле.

В работе получены следующие зависимости, показывающие влияние напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке, на гистерезисные параметры и характеристики усовершенствованных хромокобальтовых сплавов для роторов гистерезисных преобразователей:

$$b_r = B_r / B_m = b_r(H_{mTMO}), \quad (1)$$

$$h_c = H_C / H_m = h_c(H_{mTMO}), \quad (2)$$

$$k_B = S_{\text{ЦГ}} / (4 \cdot B_m \cdot H_m) = k_B(H_{mTMO}). \quad (3)$$

Здесь: $b_r = B_r / B_m$, – относительная остаточная индукция, B_r – остаточная индукция [Тл], B_m – максимальная индукция [Тл] цикла гистерезиса; H_{mTMO} – напряжённость магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке [А/см]; h_c – относительная коэрцитивная сила, H_C – коэрцитивная сила [А/см], H_m – максимальная коэрцитивная сила [А/см] цикла гистерезиса; k_B – коэффициент выпуклости, $S_{\text{ЦГ}}$ – площадь цикла гистерезиса.

На рис. 1. представлена зависимость (1), на рис. 2 – (2), на рис. 3 – (3).

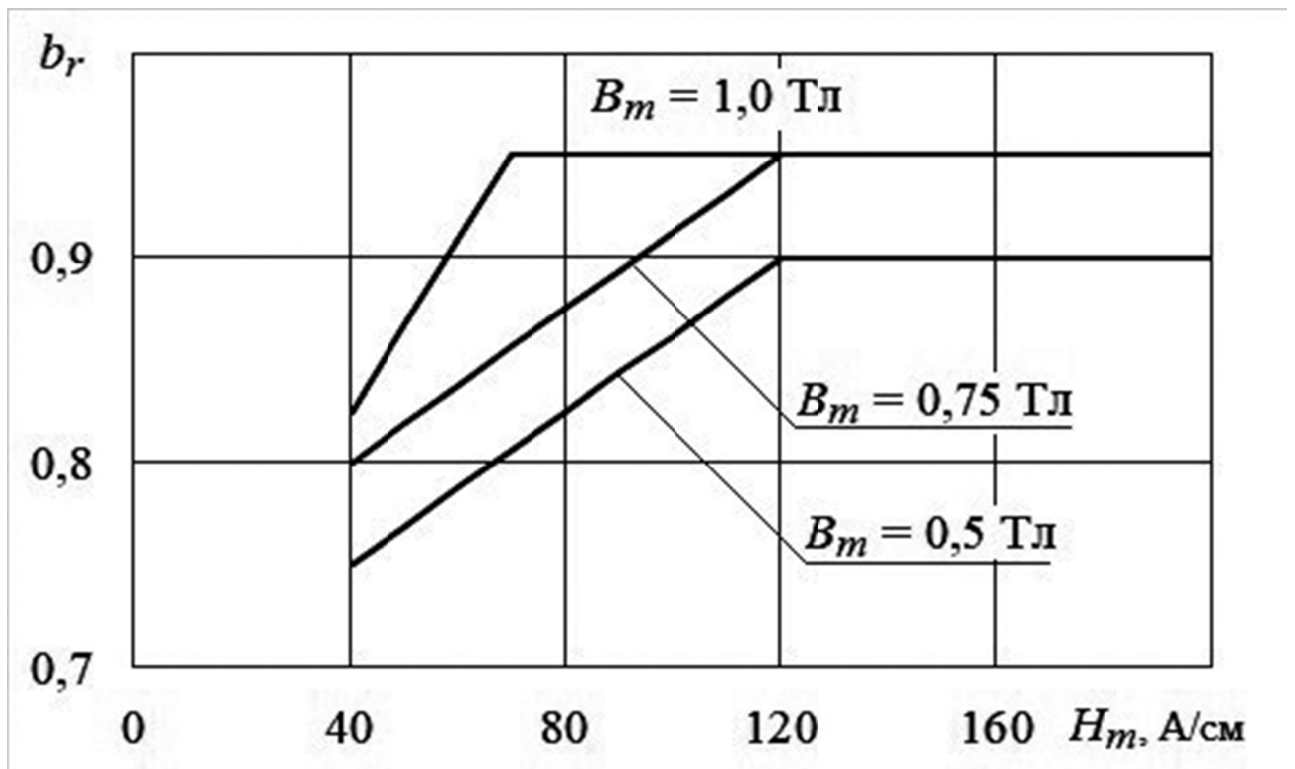


Рисунок 1 – Зависимость относительной остаточной индукции от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке

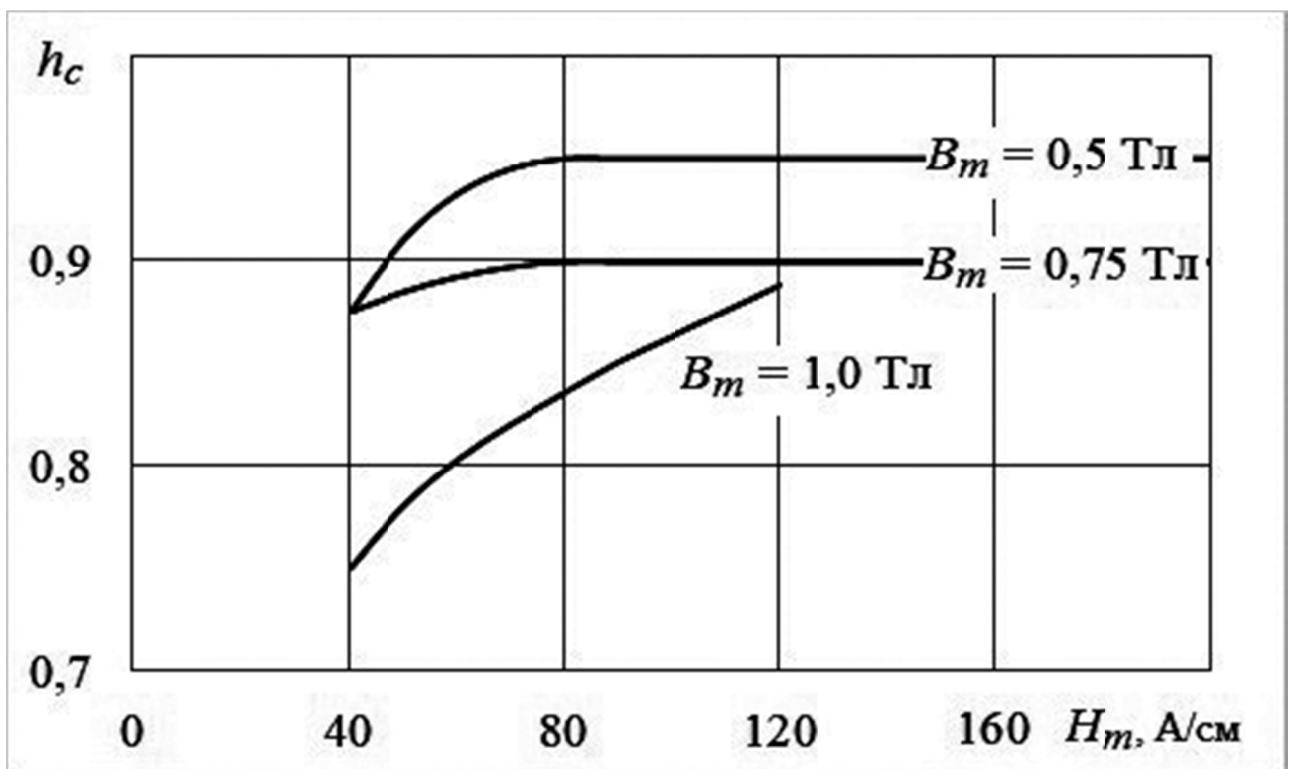


Рисунок 2 – Зависимость относительной коэрцитивной силы от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке

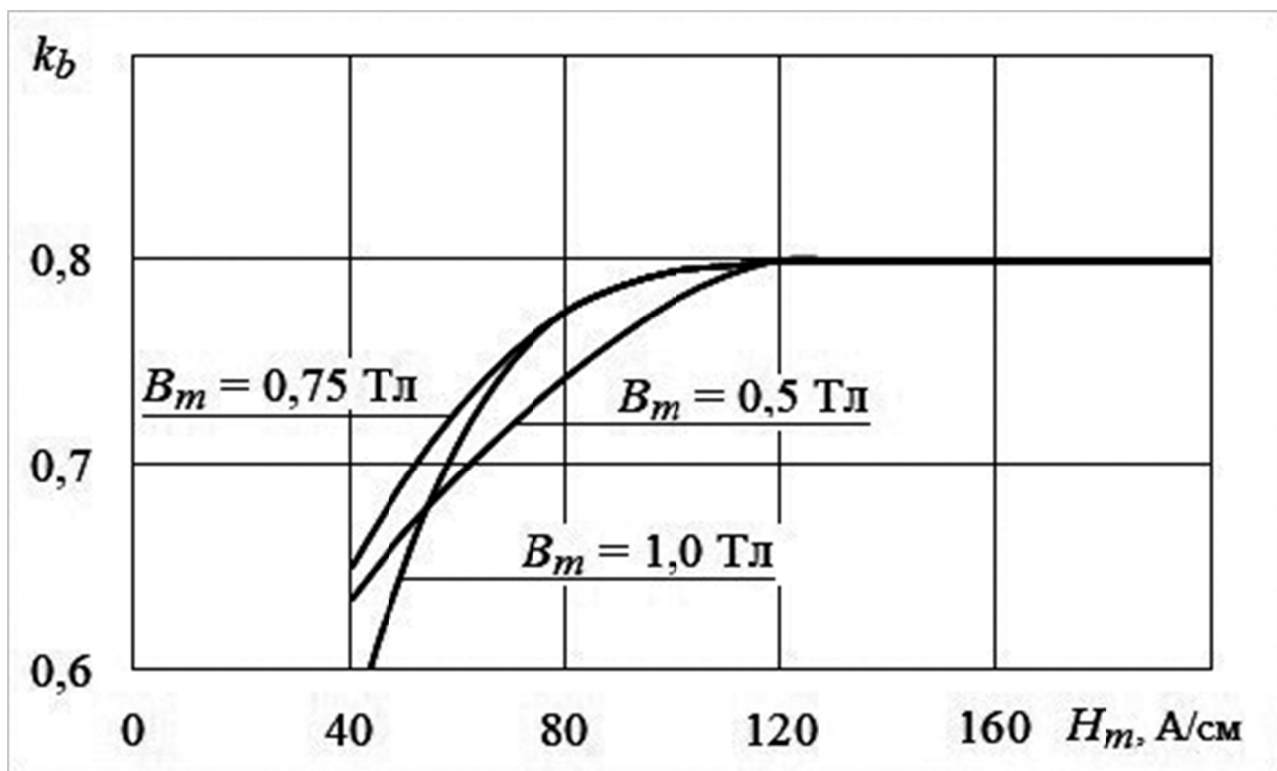


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента выпуклости от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке

Представленные зависимости показывают влияние напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке, на параметры цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов. Зависимости монотонно возрастают до некоторого значения напряжённости при термомагнитной обработке, после чего входят в зону насыщения и вырождаются в прямые линии, параллельные горизонтальной оси. Это означает, что дальнейшее приращение напряжённости термомагнитной обработки не приводит к возрастанию основных параметров цикла гистерезиса: b_r , h_C или k_B .

Кроме этого были проведены исследования влияния скорости охлаждения базовых материалов для активных частей роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии в магнитном поле на основные параметры цикла гистерезиса. В частности, исследовано семейство эквипараметральных (гистерезисных) кривых в зависимости от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке, и длительности охлаждения τ в интервале температур 750-600 °С материалов в магнитном поле.

По результатам исследования получена совокупность научных рекомендаций по выбору параметров технологического процесса при термомагнитной обработке активных частей роторов из хромокобальтовых сплавов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии. Выбираемые в соответствии с рекомендациями параметры обеспечивают формирование оптимальных магнитных свойств активных частей роторов для различного сочетания требований, предъявляемым к гистерезисным свойствам и характеристикам материалов активных частей роторов. В частности, основные рекомендации по коэффициенту выпуклости сведены в табл. 1.

Таблица 1 – Основные рекомендации по выбору коэффициента выпуклости материала для активной части ротора

| № | Параметр | Единица измерения | Состояние материала | Диапазоны значений |
|---|--|-------------------|---|--------------------|
| 1 | Максимальная напряжённость магнитного поля в материале | А/см | Материал при максимальной магнитной проницаемости | 50-80 |
| 2 | Коэффициент выпуклости | Отн. ед. | Материал в рабочем состоянии | 0,65-0,75 |
| 3 | Максимальная напряжённость магнитного поля в материале | А/см | Материал при максимальной магнитной проницаемости | 50-80 |
| 4 | Коэффициент выпуклости | Отн. ед. | Материал в рабочем состоянии | 0,65-0,75 |
| 5 | Максимальная напряжённость магнитного поля в материале | А/см | Материал при максимальной магнитной проницаемости | 50-80 |
| 6 | Коэффициент выпуклости | Отн. ед. | Материал в рабочем состоянии | 0,65-0,75 |
| 7 | Максимальная напряжённость магнитного поля в материале | А/см | Материал при максимальной магнитной проницаемости | 50-80 |
| 8 | Коэффициент выпуклости | Отн. ед. | Материал в рабочем состоянии | 0,65-0,75 |

Заключение

Исследования показали, что для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, выполненных на базе хромокобальтовых сплавов, имеющих магнитные и гистерезисные свойства и характеристики в диапазоне средней магнитной жёсткости, возможны следующие усовершенствования. Во-первых, достижение существенного уменьшения напряжённости магнитного поля, нужного для формирования магнитной текстуры при термомагнитной обработке материалов и роторов. Во-вторых, одновременно с этим значительное увеличение скорости охлаждения заготовок для роторов преобразователей в магнитном поле.

Показано расчётно-теоретическими исследованиями и подтверждено экспериментально, что реальные роторы гистерезисных электромеханических преобразователей энергии могут изготавливаться с применением термомагнитной обработки в магнитных полях с напряжённостью 10-400 А/см при оптимальных базовых условиях охлаждения со скоростями 25-350 °С/мин.

Исследования влияния скорости охлаждения базовых материалов и роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии в магнитном поле на основные параметры цикла гистерезиса, семейства эквивалентных кривых в зависимости от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной обработке, и длительности охлаждения показали дополнительные возможности улучшения гистерезисных свойств.

Зависимости параметров цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов от напряжённости магнитного поля, создаваемого при термомагнитной

обработке, на параметры цикла гистерезиса базовых хромокобальтовых сплавов имеют в основном монотонный возрастающий характер с последующей зоной насыщения, показывающей, что дальнейшее приращение напряжённости термомагнитной обработки не ведёт к возрастанию гистерезисных параметров.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-08-01045_а, № 20-08-01106_а.

Список литературы

1. Тарасов В. Н., Останин С. Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
2. Lee J.H., Kim J.C., Hyun D.S. Physica B. // Hysteresis modeling of synchronous reluctance motor considering PWM input voltage / Condensed Matter. 2000. V. 275. № 1-3. pp. 238-247.
3. Makaveev D., Dupre L., De Wulf M., Melkebeek J. Dynamic hysteresis modelling using feed-forward neural networks // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 254-255. pp. 256-258.
4. QIN R. Permanent magnet hysteresis synchronous motor analysis and DSP-based vector control // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2008. 150 p.
5. QIAN J. Microprocessor implementation of field oriented control for permanent magnet hysteresis synchronous motor // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2002. 150 p.
6. Jung H.J., Nakamura T, Tanaka N, Muta I, Hoshino T. Characteristic analysis of hysteresis-type BI-2223 bulk motor with the use of equivalent circuit // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2004. V. 405. № 2. pp. 117-126.
7. Jagiela M., Bumby J., Spooner E. Time-domain and frequency-domain finite element models of a solid-rotor induction/hysteresis motor // IET Electric Power Applications. 2010. V. 4. № 3. pp. 185-197.
8. Dlala E., Belahcen A., Arkkio A. Efficient magnetodynamic lamination model for two-dimensional field simulation of rotating electrical machines // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. V. 320. № 20. pp. 123-132.
9. Golubev A.N., Subbotin M.V. Mathematical model of synchronous motor with m-phase winding for steady conditions // Russian Electrical Engineering. 2002. V. 73. № 1. pp. 46-52.
10. Альтман А. Б., Герберг А. Н., Гладышев П. А. и др. Под. ред. Пятина Ю. М. // Постоянные магниты: Справочник. М.: Энергия. 1980. 488 с.
12. Белозеров Е.В., Уймин М.А., Ермаков А.Е., Сериков В.В., Клейнерман Н.М., Иванова Г.В. Влияние вольфрама и галлия на структуру, магнитные и механические свойства сплавов системы Fe–Cr–Co // Физика металлов и металловедение. 2008. Т. 106. № 5. С. 489-497.
13. Артамонов Е.В., Либман М.А., Рудановский Н.Н. Современные магнитно-твёрдые материалы для роторов синхронных гистерезисных электродвигателей // Сталь. 2007. № 6. С. 65-68.
14. Либман М.А. Магнитно-твёрдые сплавы на основе системы железо-хром-кобальт (обзор) // Материаловедение. 2010. № 9. С. 58-64.
15. Либман М.А. Магнитно-твёрдые сплавы на основе системы железо-хром-кобальт (обзор) (окончание) // Материаловедение. 2010. № 10. С. 49-53.

WAYS OF FORMING OPTIMAL HYSTERESIS PROPERTIES IN THE ROTORS OF HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL CONVERTERS

S.Y. Ostanin¹, T.S. Latypov¹, N.S. Zubarev¹, I.M. Milyaev²,
Cui Shumei³, Wei Guo³, Shaopeng Wu³

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

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

³Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the formation of optimal hysteresis properties and characteristics in materials for rotors of hysteretic electromechanical energy converters and directly in the rotors. The influence of the intensity of the magnetic field, created during the thermo magnetic treatment of materials and rotors, on the parameters of the hysteresis cycle of the base chromium-cobalt alloys is investigated. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design of hysteretic electromechanical energy converters.

Key words: hysteretic electromechanical convertors, magnetic materials and alloys.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОННОГО РЕЖИМА ГИСТЕРЕЗИСНОГО ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КОНУСНОГО ИСПОЛНЕНИЯ

С.Ю. Останин¹, Т.С. Латыпов¹, Н.С. Зубарев¹, И.М. Миляев²,
Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

³ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы физических процессов в магнитных цепях гистерезисных электромеханических преобразователей энергии конусной конструкции, включая магнитные цепи их роторов. Разрабатываются вопросы формирования методологии для электромагнитного расчёта синхронного режима такого типа преобразователя энергии. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов при проектировании гистерезисных электромеханических преобразователей энергии конусной конструкции.

Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи, конусный ротор, материалы.

Введение

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии [1, 2], в том числе конусной конструкции, наиболее часто используются в синхронном режиме. Практическая важность синхронного режима преобразователя, в частности, в режиме электродвигателя, обусловлена тем, что многие современные и новые технологические и производственные процессы объективно требуют режима электрического синхронного вала [2, 3]. Гистерезисный преобразователь энергии в режиме электродвигателя без каких-либо пусковых устройств и систем при прямом подключении к источнику электропитания обеспечивает разгон до синхронной частоты и режим электрического синхронного вала. Эти важнейшие качества присущи гистерезисному преобразователю благодаря его физическим принципам.

Вместе с тем магнитное состояние ротора такого преобразователя в синхронном режиме, как и все предшествующие ему магнитные состояния ротора, зависит от всех предыдущих магнитных состояний, начиная с первичного намагничивания ротора преобразователя при пуске, когда напряжение электропитания подано на обмотку статора преобразователя, а его ротор ещё в неподвижном состоянии. Поэтому и синхронный режим работы гистерезисного электромеханического преобразователя энергии определяется всеми режимами, которые ему предшествуют, начиная с пускового режима.

Цель исследования в статье заключалась в исследовании синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции, создании научной базы для разработок энергоэффективных электроприводов на основе результатов исследования. Для

моделирования и исследования синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии целесообразен сеточный метод [2, 4, 5] с сеткой в осевом направлении. В этом случае для моделирования преобразователя конусной конструкции с любой степенью конусности достаточно иметь модель преобразователя цилиндрической конструкции, которая к настоящему времени разработана и апробирована авторами.

1. Методология для электромагнитного расчёта синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции

1) Формируются дискретные функциональные зависимости как система:

$$\left. \begin{aligned}
 \vec{I}_{s1\text{ син}} &= \vec{I}_{s1\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \vec{F}_{s1\text{ син}} = \vec{F}_{s1\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \\
 \vec{E}_{\delta 1\text{ син}} &= \vec{E}_{\delta 1\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \varphi_{s\delta FE 1\text{ син}} = \varphi_{s\delta FE 1\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right); \\
 \vec{I}_{s2\text{ син}} &= \vec{I}_{s2\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \vec{F}_{s2\text{ син}} = \vec{F}_{s2\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \\
 \vec{E}_{\delta 2\text{ син}} &= \vec{E}_{\delta 2\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \varphi_{s\delta FE 2\text{ син}} = \varphi_{s\delta FE 2\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right); \\
 &\quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\
 \vec{I}_{sk\text{ син}} &= \vec{I}_{sk\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \vec{F}_{sk\text{ син}} = \vec{F}_{sk\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \\
 \vec{E}_{\delta k\text{ син}} &= \vec{E}_{\delta k\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \varphi_{s\delta FE k\text{ син}} = \varphi_{s\delta FE k\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right); \\
 &\quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\
 \vec{I}_{sN\text{ син}} &= \vec{I}_{sN\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \vec{F}_{sN\text{ син}} = \vec{F}_{sN\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \\
 \vec{E}_{\delta N\text{ син}} &= \vec{E}_{\delta N\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right), \varphi_{s\delta FE N\text{ син}} = \varphi_{s\delta FE N\text{ син}} \left(B_{r\text{ син}} \right).
 \end{aligned} \right\} (1)$$

Здесь $\vec{I}_{s1\text{ син}}, \vec{I}_{s2\text{ син}}, \dots, \vec{I}_{sk\text{ син}}, \dots, \vec{I}_{sN\text{ син}}$ – результирующие векторы тока в обмотках статоров эквивалентных составных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии с порядковыми номерами 1, 2, ..., k, ..., N; $B_{r\text{ син}}$ – индукция магнитного поля в активной части ротора гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конической конструкции; $\vec{F}_{s1\text{ син}}, \vec{F}_{s2\text{ син}}, \dots, \vec{F}_{sk\text{ син}}, \dots, \vec{F}_{sN\text{ син}}$ – результирующие векторы магнитодвижущей силы (МДС) обмоток статоров эквивалентных преобразователей; $\vec{E}_{\delta 1\text{ син}}, \vec{E}_{\delta 2\text{ син}}, \dots, \vec{E}_{\delta k\text{ син}}, \dots$

$\vec{E}_{\delta N \text{ син}}$ – результирующие векторы электродвижущей силы (ЭДС) намагничивающих контуров обмоток статоров эквивалентных преобразователей; $\Phi_{s \delta F E 1 \text{ син}}$, $\Phi_{s \delta F E 2 \text{ син}}$, ..., $\Phi_{s \delta F E k \text{ син}}$, ...

$\Phi_{s \delta F E N \text{ син}}$ – электрические углы между ЭДС намагничивающих контуров каждого из составных преобразователей и вектором результирующей МДС (тока) в обмотке статора преобразователя конусной конструкции.

На рис. 1, 2 приведены графические интерпретации зависимостей токов в обмотках статоров и электродвижущих сил (ЭДС) намагничивающих контуров составных эквивалентных гистерезисных преобразователей энергии. Зависимости получены расчётным путём в соответствии с разработанным алгоритмом для математического моделирования и расчёта синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции, имеющим степень конусности 8 %.

2) Далее ток в обмотке статора гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции \vec{I}_s принимается в качестве аргумента и для всего диапазона его изменения в качестве аргумента расчётным путём строятся дискретные функциональные зависимости:

$$\left. \begin{aligned} B_{r 1 \text{ син}} &= B_{r 1 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \quad \vec{F}_{s 1 \text{ син}} = \vec{F}_{s 1 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \\ \Phi_{s \delta F E 1 \text{ син}} &= \Phi_{s \delta F E 1 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right); \\ B_{r 2 \text{ син}} &= B_{r 2 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \quad \vec{F}_{s 2 \text{ син}} = \vec{F}_{s 2 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \\ \Phi_{s \delta F E 2 \text{ син}} &= \Phi_{s \delta F E 2 \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right); \\ &\quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ B_{r k \text{ син}} &= B_{r k \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \quad \vec{F}_{s k \text{ син}} = \vec{F}_{s k \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \\ \Phi_{s \delta F E k \text{ син}} &= \Phi_{s \delta F E k \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right); \\ &\quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \\ B_{r N \text{ син}} &= B_{r N \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \quad \vec{F}_{s N \text{ син}} = \vec{F}_{s N \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right), \\ \Phi_{s \delta F E N \text{ син}} &= \Phi_{s \delta F E N \text{ син}} \left(\vec{I}_s \text{ син} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь $B_{r 1 \text{ син}}$, $B_{r 2 \text{ син}}$, ..., $B_{r k \text{ син}}$, ..., $B_{r N \text{ син}}$ – индукция магнитного поля в активных частях роторов эквивалентных гистерезисных

электромеханических преобразователей энергии с порядковыми номерами;
 $\vec{I}_{s \text{ син}}$ – результирующий вектор тока в обмотке статора гистерезисного
 электромеханического преобразователя энергии конической конструкции.

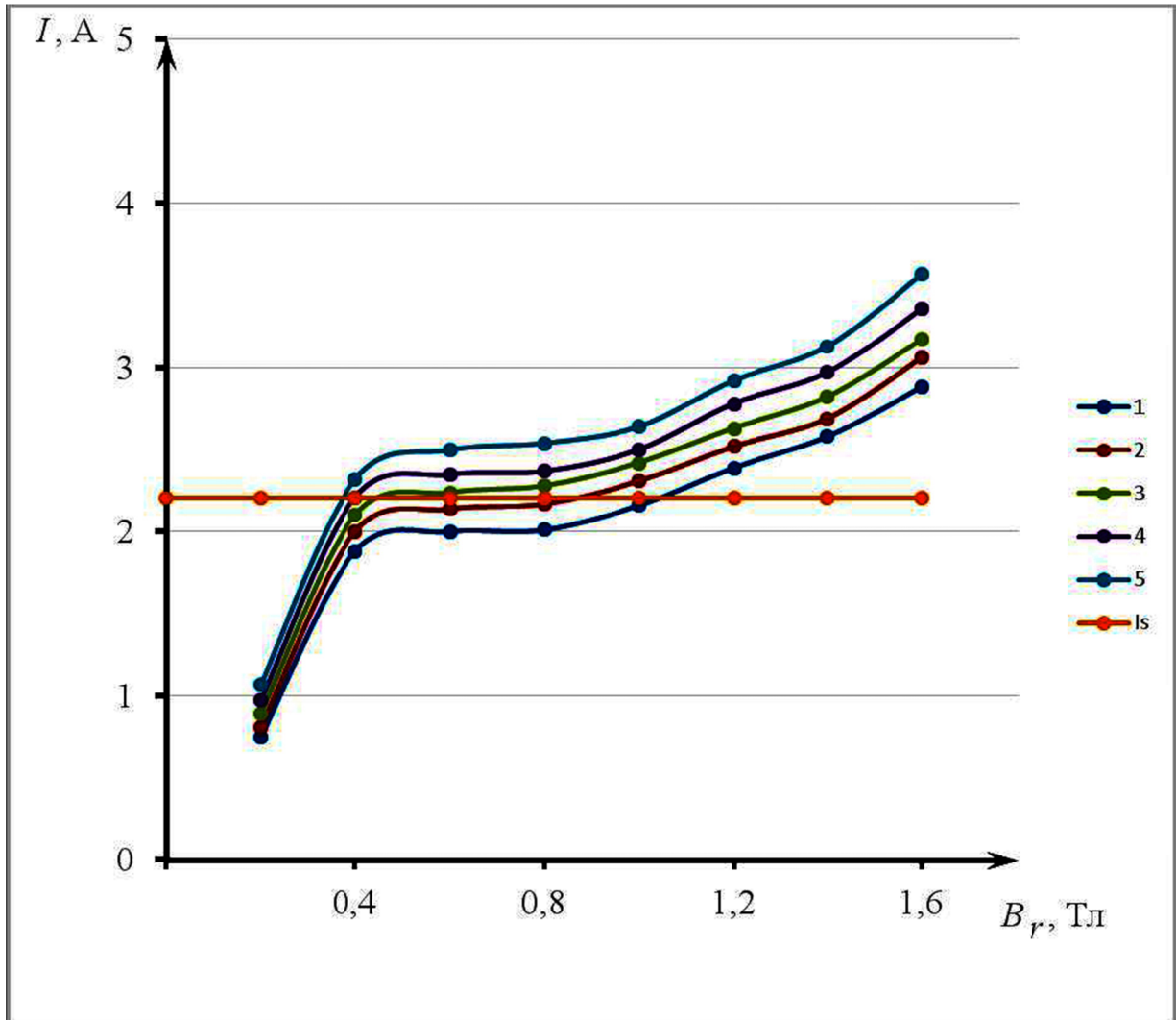


Рисунок 1 – Дискретные функциональные зависимости токов в обмотках статоров базовых составных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, условно обозначенных цифрами от 1 до 5, от уровня индукции магнитного поля в гистерезисных слоях роторов составных преобразователей в синхронном режиме

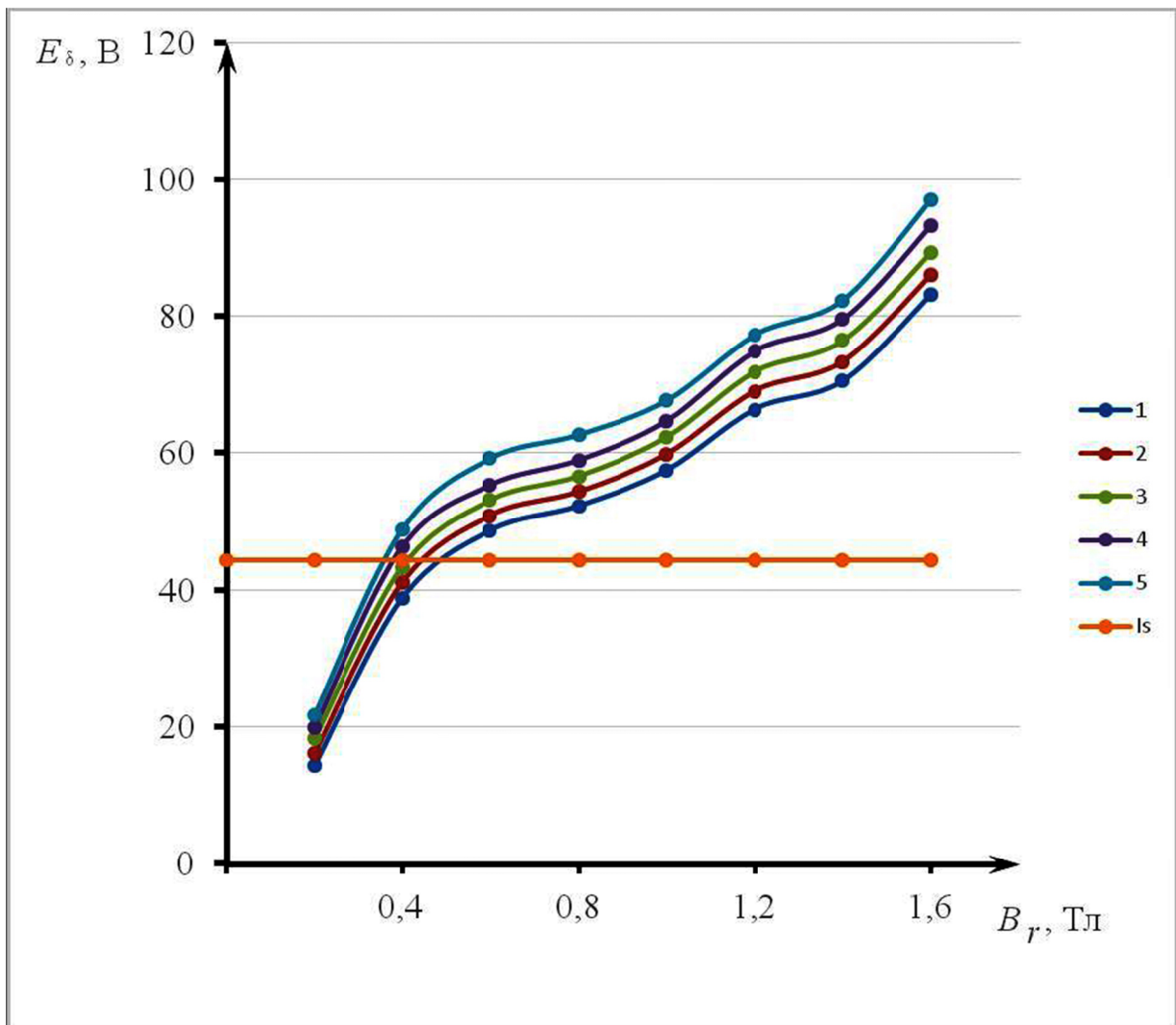


Рисунок 2 – Дискретные функциональные зависимости ЭДС намагничивающих контуров базовых составных гистерезисных электромеханических преобразователей энергии, условно обозначенных цифрами от 1 до 5, от уровня индукции магнитного поля в гистерезисных слоях роторов составных преобразователей в синхронном режиме

3) Функциональные зависимости характеристик составных эквивалентных преобразователей от тока в обмотке статора гистерезисного преобразователя конусной конструкции (2) аппроксимируются степенными полиномами наилучшего среднеквадратичного приближения по методу наименьших квадратов [5], сформированными авторами и имеющими вид:

$$P(I_s) = a_0 + a_1 \cdot I_s + a_2 \cdot I_s^2 + a_3 \cdot I_s^3. \quad (3)$$

4) С помощью полиномиальных зависимостей вида (3) выполняется расчёт электромеханических характеристик гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции в режиме электродвигателя при конкретном виде электропитания на основе итерационного решения численными методами с заданной точностью ΔU нелинейного уравнения следующего вида:

Здесь $U_{s \text{ син}}$ – требуемый уровень напряжения электропитания электродвигателя в составе электропривода в синхронном режиме.

5) После нахождения $U_s(I_s)$ и соответствующих ему значений функций (1) и (2) посредством полиномов вида (3) определяются характеристики составных эквивалентных преобразователей и гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции.

Заключение

Принципиальные отличительные особенности методологии и алгоритма для расчёта синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции состоят в расчёте процессов перемагничивания ротора преобразователя. Это связано с тем, что во всех режимах и подрежимах после точки пуска магнитное состояние гистерезисного ротора характеризуется промежуточными циклами распределения.

Для моделирования и исследования синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии целесообразен сеточный метод с сеткой в осевом направлении. На практике для выбора наилучшей сетки оптимальным является использование сочетание «сгущения» адаптивной сетки. Эффект от сгущения сетки целесообразно проверять на основе статистической обработки информации и сравнительного анализа сеток различных размеров.

Разработанный подход обеспечивает математическое моделирование и расчётно-теоретические исследования синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя энергии конусной конструкции, создание научной базы для разработок энергоэффективных электроприводов.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-08-01045_a, № 20-08-01106_a.

Список литературы

1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный электропривод // М.: Энергоатомиздат, 1983. 128 с.
2. Тарасов В. Н., Останин С. Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
3. Шнайдер А.Г., Пчелин И.К. Динамика мотор-подшипников // Москва: Наука, 2007. 276 с.
4. Крон Г. Тензорный анализ сетей: Пер. с англ. / Под ред. Л.Т. Кузина, П.Г. Кузнецова. М.: Сов. радио, 1978. 720 с.
5. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. // Численные методы. 6-е изд. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. 636 с.

INVESTIGATION OF THE SYNCHRONOUS MODE OF THE HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL TRANSDUCER OF CONICAL DESIGN

S.Y. Ostanin¹, T.S. Latypov¹, N.S. Zubarev¹, I.M. Milyaev²,
Cui Shumei³, Wei Guo³, Shaopeng Wu³

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

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

³Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the issues of physical processes in the magnetic circuits of hysteresis electromechanical energy converters of a conical structure, including the magnetic circuits of their rotors. The issues of forming a methodology for the electromagnetic calculation of the synchronous mode of this type of energy converter are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design of hysteresis electromechanical energy converters of a conical structure.

Key words: hysteretic electromechanical convertors, conical rotor, materials.

**АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ
ПРИ РАЗГОНЕ РОТОРА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ В МАГНИТНЫХ ОПОРАХ**
С.Ю. Останин¹, А.А. Антаненков¹, А.С. Лискин¹, И.А. Фёдоров¹,

В.Б. Никаноров², Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ФГБОУ ВО «Московский политех», Москва, Россия

³ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы физических процессов, возникающих при разгоне ротора электромеханического преобразователя энергии в магнитных опорах, особенности их математического моделирования. Разрабатываются вопросы расчётно-теоретических исследований и электромагнитных расчётов процессов в магнитных опорах. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов при проектировании электромеханических преобразователей энергии с роторами в магнитных опорах.

Ключевые слова: электромеханические преобразователи энергии, ротор, магнитные опоры.

Введение

Преимущества магнитных опор обуславливают всё более широкое их применение: они используются при генерации электроэнергии, на предприятиях по переработке нефти, в системах передачи природного газа, в составе инструментальных станков [1-7]. Они применяются в промышленных механизмах, таких, как компрессоры, турбины, насосы, моторы и генераторы; в газовых центрифугах, для обогащения, очистки и получения сверхчистых веществ и в турбомолекулярных насосах, где механические подшипники со смазкой были бы источником нежелательного загрязнения. В сочетании с магнитными опорами перспективные электромеханические системы, в том числе с гистерезисными электромеханическими преобразователями энергии с массивными роторами, реализуются наилучшим образом.

Задача исследования и моделирования новых типов электромеханических преобразователей энергии и магнитных опор, получения новых знаний о физических процессах в них, поиска их новых возможностей, разработки научных концепций и научно-технических решений для новых областей практического применения составляет важное направление фундаментальных исследований в рамках более крупной фундаментальной научной задачи. Более крупная задача состоит в развитии методов и средств электромеханического преобразования энергии на основе экспериментальных и теоретических исследований и моделирования новых проявлений электромагнитного поля.

По тематике доклада имеется ряд отечественных и зарубежных публикаций, которые отражают основные направления совершенствования магнитных опор, электромеханических преобразователей с такими опорами, их проектирования, моделирования и практического применения. Рассматривается

практическое применение активных магнитных подшипников в различных отраслях. Обосновывается целесообразность использования управляемых магнитных опор вместо традиционных подшипниковых узлов в таких отраслях, как авиация, космонавтика, энергетика, высокоскоростное машиностроение, медицинская техника, станкостроение, газотранспортный сектор. Приводится сравнение технических характеристик магнитных и других типов опор.

1. Анализ явлений, возникающих при разгоне ротора электрохимического преобразователя энергии в магнитных опорах, особенности их моделирования

Движение ротора в магнитных опорах математически описывается системой дифференциальных уравнений, в общем случае нелинейных. Число уравнений в системе определяется числом степеней свободы магнитных опор, например, шесть уравнений при шести степенях свободы. В табл. 1 представлены базовые физические процессы в электрохимических системах с магнитными опорами, способы и особенности их математического описания.

Таблица 1 – Базовые физические процессы в электрохимических системах с магнитными опорами, способы и особенности их математического описания

| № | Физический процесс | Способ математического описания | Особенности |
|----------|---|---|--|
| 1 | Движение ротора электрохимического преобразователя энергии в магнитных опорах | Система дифференциальных уравнений | Соответствующие дифференциальные уравнения в общем случае нелинейные |
| 2 | Регулирование магнитных опор с пассивным авторегулированием | Дополнительная система дифференциальных уравнений контура регулирования | Дифференциальные уравнения в общем случае нелинейные |
| 3 | Регулирование магнитных опор с активным авторегулированием | Дополнительная система дифференциальных уравнений контура регулирования | Дифференциальные уравнения в общем случае нелинейные |
| 4 | Дифференциальные уравнения, описывающие физические процессы в электрохимическом преобразователе энергии | Дополнительная система дифференциальных уравнений | Формируется, в частности, на основе теории обобщённого электрохимического преобразования |

На рис.1 представлена укрупнённая структура полной математической модели, описывающей динамические процессы при движении ротора электрохимического преобразователя энергии, в частности, гистерезисного преобразователя, в магнитных опорах, состоящей из трёх подмоделей.

ПОЛНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ РОТОРА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ЭНЕРГИИ В МАГНИТНЫХ ОПОРАХ

**1 – Подмодель механического движения,
в частности, вращения**

**2 – Подмодель электромеханического преобразования
энергии в магнитных опорах**

**3 – Подмодель электромеханического преобразования
энергии в преобразователе**

Рисунок 1 – Укрупнённая структура полной математической модели, описывающей динамические процессы при движении ротора электромеханического преобразователя энергии, в частности, гистерезисного преобразователя, в магнитных опорах

В работе рассматриваются вопросы создания математической модели статических и динамических процессов в регулируемом магнитном подвесе роторов. Полная версия указанной модели представляет сложную многосвязную нелинейную систему уравнений, не решаемую в общем виде. Увеличение количества учитываемых нелинейных факторов приближает математическую модель к физическим процессам и реальным объектам, но в то же время затрудняет проведение исследований и получение обобщения результатов вследствие увеличения количества учитываемых и определяемых параметров. Поэтому особое значение приобретают результаты, получаемые с обеспечением приемлемой точности на основе упрощённых моделей, в которых некоторые взаимосвязи по возможности линеаризованы и упрощены.

К работам, использующим те или иные упрощения взаимосвязей в моделях можно отнести [2, 3], где исследуются частотные характеристики ротора в магнитных опорах на основе полной системы уравнений движения, упрощённой модели магнитных опор и без учёта физических процессов в электромеханическом преобразователе энергии. С помощью моделей с такими упрощениями получены частотные характеристики системы «ротор – магнитные опоры» при различных видах несимметрии: неравножесткость магнитных опор, динамический дисбаланс и др. Работы [4, 5] посвящены особенностям динамики электростатического гироскопа. Наличие двух взаимосвязанных электромеханических преобразователей энергии: в

магнитных опорах и в электромеханическом преобразователе – требует в ряде случаев рассмотрения в энергетическом аспекте физических процессов в течение разгона ротора. В [2, 6, 7] показано, что система «электромеханический преобразователь энергии – его ротор – магнитные опоры» может быть отнесена к колебательным системам с ограниченным возбуждением.

Влияние момента сопротивления, создаваемого электростатическим подвесом, на время выбега ротора, в частности ротора гироскопа, рассмотрено в [8]. В работе [9] предложено определять этот момент по частотной характеристике регулирующей подсистемы. Из результатов [2, 6] вытекает, что при определённых допущениях задачу определения момента сопротивления вращательному движению ротора электромеханического преобразователя энергии можно привести к однокоординатной задаче, то есть рассматривать одноосную магнитную опору, возбуждаемую силами инерции от дисбаланса. Соответственно, эти работы относятся к исследованиям подмодели электромеханического преобразования энергии в магнитных опорах.

Электромеханический преобразователь энергии наряду с обеспечением вращательного момента создаёт также силы одностороннего магнитного притяжения ротора к статору при эксцентриситете ротора как радиального, так и тангенциального направления. Радиальные силы могут быть учтены введением так называемого «коэффициента отрицательной жёсткости». При малой жёсткости магнитных опор, а также при больших ударных пусковых токах асинхронного (индукционного) электромеханического преобразователя энергии отсутствие учёта отрицательной жёсткости может привести к потере устойчивости магнитного подвеса. Вопросам расчёта радиальной и тангенциальной сил ротора асинхронного электромеханического преобразователя при его эксцентриситете, вызванном податливостью магнитных опор, посвящена работа [10], в которой разрабатываются подмодели и исследуются физические процессы в электромеханических преобразователях.

Нелинейность характеристик магнитных опор, в частности, характеристики восстанавливающей силы $Q_{MO}(x)$, может приводить при определённых условиях к появлению субгармонических колебаний с частотой ω_0 на частотах вращения, отражаемых системой следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= 2 \cdot \omega_0 , \\ \omega_2 &= 3 \cdot \omega_0 , \\ \omega_3 &= 5 \cdot \omega_0 , \\ &\dots , \\ \omega_i &= (k_{i-2} + k_{i-1}) \cdot \omega_0 , \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь: ω_i – частоты, а i – порядковые номера частот субгармонических колебаний, k_i – коэффициент, связывающий i -ю частоту субгармонических колебаний с собственной частотой магнитной опоры ω_0 .

Порядок субгармонических колебаний, которые могут возникать: $1/2$, $1/3$ и другие – определяется характером соответствующей нелинейной зависимости [11]. Их существование зависит также от начальных условий, амплитуды возмущающей силы, в рассматриваемом случае – величины дисбаланса. Исследования таких колебаний при вращении ротора в форме шара в электромагнитном подвесе вокруг вертикальной оси при нелинейности регулятора типа «зона нечувствительности» описаны ранее в работе [12].

Несимметричность характеристики восстанавливающей силы $Q_{MO}(x)$ относительно положения равновесия приводит при вынужденных колебаниях ротора к смещению оси вращения, то есть к изменению положения равновесия, что также отмечено в рассмотренных работах. Из энергетических соотношений, приведённых в [13-15], следует, что мощность на возбуждение субгармонических колебаний ротора также поступает от электромеханического преобразователя энергии. Следовательно, на частотах вращения ротора преобразователя, равных соответственно ω_i , при нелинейности магнитных опор с одновременным возрастанием амплитуды субгармонических колебаний возможно повышение момента сопротивления, создаваемого магнитными опорами. Также необходимо отметить, что при значительной амплитуде вынужденных колебаний характеристика $Q_{MO}(x)$ достигает насыщения, которое может быть обусловлено, например, насыщением усилителей в контуре управления, насыщением магнитопроводов и так далее, что приводит к автоколебаниям, способным даже разрушить магнитные опоры.

Заключение

Соизмеримость момента сопротивления, создаваемого магнитными опорами при динамическом эксцентриситете ротора электромеханического преобразователя энергии, вызванном его дисбалансом, и момента, развиваемого электромеханическим преобразователем, может привести к прекращению разгона ротора на собственной (резонансной) частоте или на более высоких частотах. Это необходимо учитывать как при моделировании и расчётном исследовании электромеханического преобразователя и магнитных опор, так и при построении контура регулирования для регулируемых магнитных опор или дополнительного демпфирующего устройства для нерегулируемых опор.

Электромеханический преобразователь энергии наряду с обеспечением вращательного момента создаёт силы одностороннего магнитного притяжения ротора к статору при эксцентриситете ротора как радиального, так и тангенциального направления. Радиальные силы могут быть учтены введением коэффициента отрицательной жёсткости. При малой жёсткости магнитных опор, а также при больших пусковых токах асинхронного (индукционного) электромеханического преобразователя отсутствие учёта отрицательной жёсткости может привести к потере устойчивости магнитного подвеса.

Нелинейность характеристик магнитных опор, в частности, характеристики восстанавливающей силы, может приводить при определённых условиях к появлению субгармонических колебаний с соответствующими частотами. Порядок субгармонических колебаний, которые могут возникать, определяется характером соответствующей нелинейной зависимости. Существование субгармонических колебаний и от начальных условий, амплитуды возмущающей силы, в частном случае – величины дисбаланса.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-08-01045_а, № 20-08-01106_а.

Список литературы

1. Тарасов В.Н., Останин С.Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
2. Кочетов Д.А., Кравцов Д.В., Кравцова Е.В. Системы магнитного подвеса для крупных роторных машин. Общие принципы построения // Neftegaz.RU. 2015. № 5. С. 21-30.
3. Руковицын И.Г., Сарычев А.П. Применение электромагнитных подшипников в газовой промышленности // Компрессорная техника и пневматика. 2008. № 1. С. 12-14.
4. Журавлев Ю.Н. Активные магнитные подшипники // СПб.: Политехника. 2003. 206 с.
5. Стома С.А., Верещагин В. П., Вейнберг Д.М. Электромеханические исполнительные органы с магнитными опорами для управления ориентацией космических станций // Космический бюллетень. 1995. Т. 2. № 1. С. 5-7.
6. Верещагин В. П., Клабуков В. А. Математическая модель магнитного подшипника // Труды ФГУП «НПП ВНИИЭМ». 2016. № 1. С. 21-28.
7. Поляхов Н.Д., Стоцкая А.Д. Обзор способов практического применения активных магнитных подшипников // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 4. С. 5–18.
8. Lee J.H., Kim J.C., Hyun D.S. Physica B. Hysteresis modeling of synchronous reluctance motor considering PWM input voltage // Condensed Matter. 2000. V. 275. № 1-3. pp. 238-247.
9. Makaveev D., Dupre L., De Wulf M., Melkebeek J. Dynamic hysteresis modelling using feed-forward neural networks // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 254-255. pp. 256-258.
10. QIN R. Permanent magnet hysteresis synchronous motor analysis and DSP-based vector control // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2008. 150 pp.
11. QIAN J. Microprocessor implementation of field oriented control for permanent magnet hysteresis synchronous motor // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2002. 150 pp.
12. Jung H.J., Nakamura T, Tanaka N, Muta I, Hoshino T. Characteristic analysis of hysteresis-type BI-2223 bulk motor with the use of equivalent circuit // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2004. V. 405. № 2. Pp. 117-126.
13. Jagiela M., Bumby J., Spooner E. Time-domain and frequency-domain finite element models of a solid-rotor induction/hysteresis motor // IET Electric Power Applications. 2010. V. 4. № 3. pp. 185-197.
14. Dlala E., Belahcen A., Arkkio A. Efficient magnetodynamic lamination model for two-dimensional field simulation of rotating electrical machines // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. V. 320. № 20. pp. 123-132.
15. Golubev A.N., Subbotin M.V. Mathematical model of synchronous motor with m-phase winding for steady conditions // Russian Electrical Engineering. 2002. V. 73. № 1. pp. 46-52.

**ANALYSIS OF PHYSICAL PHENOMENA ARISING DURING
ACCELERATION OF THE ROTOR OF AN ELECTROMECHANICAL
ENERGY CONVERTER IN MAGNETIC BEARINGS**

**S.Y. Ostanin¹, A.A. Antanenkov¹, A.S. Liskin¹, I.A. Fyodorov¹,
V.B. Nikanorov², Cui Shumei³, Wei Guo³, Shaopeng Wu³**

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

³Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the issues of physical processes arising during the acceleration of the rotor of an electromechanical energy converter in magnetic bearings, the features of their mathematical modeling. The issues of design and theoretical research and electromagnetic calculations of processes in magnetic supports are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design of electromechanical energy converters with rotors in magnetic bearings.

Key words: electromechanical energy converters, rotor, magnetic bearings.

ФОРМИРОВАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И МЕТОДА РАСЧЁТА ПРОЦЕССОВ ПРИ РАЗГОНЕ РОТОРА ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В МАГНИТНЫХ ОПОРАХ

С.Ю. Останин¹, А.А. Антаненков¹, А.С. Лискин¹, И.А. Фёдоров¹,
В.Б. Никаноров², Цуй Шумэй³, Вэй Го³, Шаопен Ву³

¹ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

²ФГБОУ ВО «Московский политех», Москва, Россия

³ХПУ, Харбин, Китай

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы формирования математической модели и метода расчёта процессов при разгоне ротора электромеханического преобразователя в магнитных опорах. Разрабатываются вопросы расчётно-теоретического исследования динамических процессов, протекающих при разгоне ротора в магнитных опорах. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов при проектировании электромеханических преобразователей энергии с магнитными опорами.

Ключевые слова: электромеханические преобразователи энергии, ротор, магнитные опоры.

Введение

Преимущества магнитных опор обуславливают всё более широкое их применение: они используются при генерации электроэнергии, на предприятиях по переработке нефти, в системах передачи природного газа, в составе инструментальных станков [1-8]. Они применяются в промышленных механизмах, таких, как компрессоры, турбины, насосы, моторы и генераторы; в газовых центрифугах, для обогащения, очистки и получения сверхчистых веществ и в турбомолекулярных насосах, где механические подшипники со смазкой были бы источником нежелательного загрязнения. В сочетании с магнитными опорами перспективные электромеханические системы, в том числе с гистерезисными электромеханическими преобразователями энергии [1] с монолитными массивными роторами, реализуются наилучшим образом.

Электромеханический преобразователь энергии в режиме электродвигателя, в первую очередь, гистерезисный электромеханический преобразователь, с монолитным массивным ротором и магнитными опорами, эффективнее других типов преобразователей при реализации многих роторных, центрифужных и других мехатронных технологий. Такие технологии применяются и являются наиболее перспективными на современных производствах в химической, атомной, текстильной, смежных с ними и других инновационных отраслях промышленности. Большинство таких технологических процессов осуществляется механизмами, конструкционно объединёнными с роторами приводных электродвигателей, имеющими большие моменты инерции, вращающимися с высокой и стабильной частотой. Актуально выполнение ротора и технологического механизма как единого целого с управляемыми магнитными опорами. Важнейшим принципиальным

обстоятельством, является то, что, кроме отмеченного, для большинства современных и перспективных технологий и производств необходимо применение рабочих механизмов в режиме электрического синхронного вала.

На сегодняшний день детально проработаны вопросы прецизионной механики, элементной и компонентной электронной базы статических преобразователей частоты и напряжения. В связи с этим большое значение имеет направление исследований по совершенствованию магнитных опор для прецизионных высокоскоростных электроприводов, развитию методов и средств обеспечения проектирования и моделирования магнитных опор, а также проработка вопросов использования передовой элементной и компонентной электронной базы для структурной и схемной реализации блоков управления такими электроприводами и магнитными опорами.

Перспективно использование новых для рассматриваемой области физических эффектов и явлений, в частности, сверхпроводимости, для совершенствования магнитных опор и электромеханических преобразователей энергии. Актуально в связи с этим развитие методов расчёта магнитных полей и сил левитации в магнитных подвесах на основе объёмных высокотемпературных сверхпроводниковых материалов и постоянных магнитов, анализ параметров магнитных систем различной конфигурации. Дополнительно для оптимальной устойчивости и управления электромеханическим преобразованием энергии предлагается сочетание в единой системе электромеханического преобразователя энергии, монолитного ротора этого преобразователя и управляемых магнитных опор для ротора.

1. Математическая модель и метод расчёта динамических процессов при разгоне ротора электромеханического преобразователя энергии в магнитных опорах

В статье рассмотрено решение конкретной фундаментальной задачи, являющейся совокупностью следующих составляющих её подзадач:

- исследование и моделирование электромеханического преобразования энергии в системах на основе управляемых магнитных опор, в которых размещаются монолитные роторы электромеханических преобразователей энергии, для максимального повышения энергоэффективности преобразования;
- получение новых знаний о физических процессах в магнитных опорах, электромеханических преобразователях энергии и системах на их основе;
- поиск новых возможностей опор, преобразователей и систем с ними;
- выработка научных рекомендаций для реализации исследуемых опор, преобразователей и систем на их базе, в энергетике, других инновационных прорывных областях новой техники и отраслях промышленности.

При формировании математической модели и метода расчёта динамических процессов при разгоне ротора электромеханического преобразователя энергии в первом приближении допустимо рассматривать колебания ротора электромеханического преобразователя энергии, вызванные его дисбалансом только по одной координате x , предполагая, что колебания по другим координатам идентичны, как, например, в [9-11]. В этом случае момент

сопротивления, создаваемый магнитными опорами, расположенными по координатной оси x , определяется соотношением следующего вида:

$$M_C = \frac{1}{2} \cdot Q_B \cdot x_m \cdot \sin(-\psi) = \frac{1}{2} \cdot D \cdot \omega^2 \cdot x_m \cdot \sin(-\psi). \quad (1)$$

Здесь: $Q_B = D \cdot \omega^2$ – гармоническая возмущающая сила дисбаланса ротора, D – дисбаланс ротора, $x_m = l$ – амплитуда радиальных колебаний ротора, то есть динамический эксцентриситет или радиус прямо синхронной прецессии ротора, ω – угловая частота вращения ротора; ψ – фаза радиальных колебаний ротора (эксцентриситета) относительно фазы дисбаланса.

Поскольку $x_m = Q_B \cdot A_{3X}^O$, то выражение (1) можно записать в виде:

$$M_C = \frac{1}{2} \cdot Q_B^2 \cdot A_{3X}^O \cdot \sin(-\psi). \quad (2)$$

Здесь A_{3X}^O – АЧХ замкнутого контура регулирования магнитных опор по возмущению.

Приведённые выражения для момента, создаваемого магнитными опорами, характеризуют передачу активной мощности от возбудителя радиальных колебаний, в рассматриваемом случае от электромеханического преобразователя энергии, в магнитные опоры, то есть являются выражениями только для момента сопротивления – тормозного момента.

Однако, как следует из результатов, полученных, в частности, в [12-15], момент, создаваемый магнитными опорами, может быть не только тормозным, но и подкручивающим. Общее выражение для момента, создаваемого магнитными опорами, по которому определяется величина как тормозного, так и подкручивающего момента, имеет следующий вид:

$$M_{MO} = \frac{1}{2} \cdot Q_{CT} \cdot x_m \cdot \sin\varphi = \frac{1}{2} \cdot x_m^2 \cdot A_{\text{рег}}(\omega) \cdot \sin\varphi. \quad (3)$$

Здесь: Q_{CT} – стабилизирующая сила, создаваемая магнитными опорами, φ – ФЧХ контура управления, $A_{\text{рег}}(\omega)$ – АЧХ контура управления (регулятора).

Стабилизирующую силу и амплитуду радиальных колебаний ротора с АЧХ замкнутого контура регулирования магнитных опор по возмущению и АЧХ контура управления связывают следующие соотношения:

$$Q_{CT} = Q_B \cdot A_3(\omega), \quad (4)$$

$$x_m = Q_B \cdot \frac{A_3(\omega)}{A_{\text{рег}}(\omega)}. \quad (5)$$

С учётом соотношений (4), (5) выражение (3) можно записать в виде:

$$M_{MO} = \frac{\left[Q_B \cdot A_3(\omega) \right]^2}{2 \cdot A_{\text{рег}}(\omega)} \cdot \sin\varphi. \quad (6)$$

Параметрам, используемым в выражениях (1)-(6), соответствуют соотношения в операторной форме для передаточных функций вида:

$$W_3(p) = \frac{1}{1 + W_{\text{мех}}(p) \cdot W_{\text{рег}}(p)} . \quad (7)$$

$$W_{3X}^Q(p) = \frac{W_{\text{мех}}(p)}{1 + W_{\text{мех}}(p) \cdot W_{\text{рег}}(p)} . \quad (8)$$

По соотношениям (7), (8) возможно расчётно-теоретическое исследование амплитудно-частотных (АЧХ) и фазо-частотных (ФЧХ) характеристик, момента сопротивления и амплитуды колебаний на основе адаптированной для расчётных исследований модели для разгона ротора электромеханического преобразователя энергии в магнитных опорах. Возможно также определение стационарных характеристик магнитной опоры при возбуждении её силами инерции от дисбаланса ротора, рассчитываемого по заданной передаточной функции магниторезонансной опоры. Обеспечивается анализ вероятных причин возникновения субгармонических колебаний, результатов расчётных и экспериментальных исследований однокоординатной электромагнитной опоры.

Из выражений (3), (6) следует, что подкручивающий момент можно получить только при $\sin\varphi < 0$ и только используя активные магнитные опоры, обеспечивающие преобразование электрической энергии в механическую.

Пассивные магнитные опоры не могут обеспечить такое преобразование энергии, они способны лишь поглощать и рассеивать механическую энергию колебаний, а, следовательно, и связанную с ней энергию вращения, в демпфирующих элементах. Соответственно, в активных магнитных опорах возможно двустороннее преобразование энергии, характеризующееся как тормозным, так и подкручивающим моментом, тогда как в пассивных магнитных опорах – только одностороннее, выражающееся в появлении тормозного момента сопротивления. Различие характеристик тормозного момента для активных и пассивных магнитных опор, определяемого соотношениями (1), (2), достаточно подробно рассмотрено в работах [9-11].

АЧХ, ФЧХ и изменение момента, создаваемого активной магнитной опорой при двустороннем преобразовании энергии позволяют оценить как тормозной момент, так и подкручивающий момент магнитных опор. Для учёта колебаний ротора в опорах по оси y при условии равенства и линейности характеристик магнитных опор достаточно удвоить результаты по (1)-(6).

Анализ АЧХ, ФЧХ и изменения момента, создаваемого активной магнитной опорой при двустороннем преобразовании энергии, показывает, что для создания подкручивающего момента в области номинальной частоты вращения $\omega_H \gg \omega_0$ необходимо обеспечить подъём АЧХ регулятора при условии, что $\sin\varphi < 0$ ($-\pi < \varphi < 0$, $-3 \cdot \pi < \varphi < -2 \cdot \pi$). Эту процедуру можно осуществить посредством введения в контур управления магнитными опорами соответствующего корректирующего звена. Существуют два существенных обстоятельства, затрудняющие создание в магнитных опорах подкручивающего момента посредством формирования соответствующих АЧХ и ФЧХ:

1) Необходимость фильтрации высокочастотной составляющей полезного сигнала по положению для последующей обработки в процессе управления магнитной опорой и всей системой: дифференцирования, суммирования и др.

2) Наличие электродвижущей силы (ЭДС) движения, наведённой в обмотке магнитной опоры и определяющей в высокочастотной области, в которой значения $\omega \gg \omega_0$, амплитуду и фазу тока в обмотке магнитной опоры.

Это означает, что для формирования АЧХ и ФЧХ, требуемых для обеспечения подкрутки, будут необходимы узкополосные частотные фильтры с большим коэффициентом усиления и источник напряжения, значение которого соизмеримо со значением ЭДС движения на частотах $\omega \gg \omega_0$.

Подкрутку ротора по цепи магнитной опоры можно осуществлять, используя алгоритм, основные последовательные этапы которого следующие:

1) Формирование сигнала управления магнитной опорой не в контуре магнитной опоры, а независимо, например, по датчику углового положения ротора, по датчику ускорения, размещаемому в составе электромеханического преобразователя энергии и фиксирующего соответствующую фазу дисбаланса.

2) Подача, с учётом частотных характеристик магнитной опоры, необходимого сигнала на обмотки магнитной опоры совместно с обычным сигналом управления, используемым для обеспечения работы опоры.

3) Создание, таким образом, модуляции силы магнитной опоры, обеспечивающей при определённом фазовом соотношении с дисбалансом, точнее с эксцентриситетом, им вызываемым, подкручивающий момент.

Заключение

В настоящее время перспективно направление исследований магнитных опор для роторов электромеханических преобразователей энергии в составе прецизионных высокоскоростных электроприводов, развития методов и средств обеспечения проектирования и моделирования магнитных опор, а также проработка вопросов использования передовой элементной и компонентной электронной базы для структурной и схемной реализации блоков управления электроприводами и магнитными опорами. Детальной проработки требует, в частности, вопрос исследования модуляции силы магнитной опоры, обеспечивающей при определённом фазовом соотношении с дисбалансом (с эксцентриситетом), им вызываемым, подкручивающий момент.

Выявлены и подтверждены возможности определения стационарных характеристик магнитных опор при возбуждении опор силами инерции от дисбаланса ротора электромеханического преобразователя энергии, размещённого в опорах, рассчитываемого по заданной передаточной функции магниторезонансной опоры. Проработаны средства детального анализа вероятных причин возникновения субгармонических колебаний в опорах, обеспечения расчётно-теоретических исследований электромагнитных опор, в частности, однокоординатных электромагнитных опор.

Подкрутку ротора по цепи магнитной опоры можно реализовать, формируя сигнал управления не в контуре магнитной опоры, а независимо, например, по датчику углового положения ротора, датчику ускорения,

размещаемому на корпусе электромеханического преобразователя энергии и фиксирующего фазу дисбаланса, с последующей подачей с учётом частотных характеристик магнитной опоры сигнала на обмотки магнитной опоры.

Исследования, рассматриваемые в статье, выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-08-01045_а, № 20-08-01106_а.

Список литературы

1. Тарасов В.Н., Останин С.Ю. Разработка научных основ и технических решений для автоматизации и роботизации роторных и центрифужных технологий // Доклады IX Международной выставки-конгресса «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (Санкт-Петербург, 2004 г.). С.-Пб. 2004. С. 127-131.
2. Кочетов Д.А., Кравцов Д.В., Кравцова Е.В. Системы магнитного подвеса для крупных роторных машин. Общие принципы построения // Neftegaz.RU. 2015. № 5. С. 21-30.
3. Руковицын И.Г., Сарычев А.П. Применение электромагнитных подшипников в газовой промышленности // Компрессорная техника и пневматика. 2008. № 1. С. 12-14.
4. Журавлев Ю.Н. Активные магнитные подшипники // СПб.: Политехника. 2003. 206 с.
5. Стома С.А., Верещагин В.П., Вейнберг Д.М. Электромеханические исполнительные органы с магнитными опорами для управления ориентацией космических станций // Космический бюллетень. 1995. Т. 2. № 1. С. 5-7.
6. Верещагин В.П., Клабуков В.А. Математическая модель магнитного подшипника // Труды ФГУП «НПП ВНИИЭМ». 2016. № 1. С. 21-28.
7. Поляхов Н.Д., Стоцкая А.Д. Обзор способов практического применения активных магнитных подшипников // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 4. С. 5-18.
8. Lee J.H., Kim J.C., Hyun D.S. Physica B. // Hysteresis modeling of synchronous reluctance motor considering PWM input voltage / Condensed Matter. 2000. V. 275. № 1-3. pp. 238-247.
9. Makaveev D., Dupre L., De Wulf M., Melkebeek J. Dynamic hysteresis modelling using feed-forward neural networks // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. V. 254-255. pp. 256-258.
10. QIN R. Permanent magnet hysteresis synchronous motor analysis and DSP-based vector control // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2008. 150 p.
11. QIAN J. Microprocessor implementation of field oriented control for permanent magnet hysteresis synchronous motor // PhD thesis. Memorial University of Newfoundland (Canada). 2002. 150 pp.
12. Jung H.J., Nakamura T, Tanaka N, Muta I, Hoshino T. Characteristic analysis of hysteresis-type BI-2223 bulk motor with the use of equivalent circuit // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2004. V. 405. № 2. pp. 117-126.
13. Jagiela M., Bumby J., Spooner E. Time-domain and frequency-domain finite element models of a solid-rotor induction/hysteresis motor // IET Electric Power Applications. 2010. V. 4. № 3. pp. 185-197.
14. Dlala E., Belahcen A., Arkkio A. Efficient magnetodynamic lamination model for two-dimensional field simulation of rotating electrical machines // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. V. 320. № 20. pp. 123-132.
15. Golubev A.N., Subbotin M.V. Mathematical model of synchronous motor with m-phase winding for steady conditions // Russian Electrical Engineering. 2002. V. 73. № 1. pp. 46-52.

**FORMATION OF A MATHEMATICAL MODEL AND A METHOD FOR
CALCULATING PROCESSES DURING ACCELERATION OF THE ROTOR
OF AN ELECTROMECHANICAL CONVERTER IN MAGNETIC
BEARINGS**

**S.Y. Ostanin¹, A.A. Antanenkov¹, A.S. Liskin¹, I.A. Fyodorov¹,
V.B. Nikanorov², Cui Shumei³, Wei Guo³, Shaopeng Wu³**

¹National Research University «MPEI», Moscow, Russia

²Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

³Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the formation of a mathematical model and a method for calculating processes during acceleration of the rotor of an electromechanical converter in magnetic bearings. Issues of theoretical and computational research of dynamic processes occurring during the acceleration of the rotor in magnetic bearings are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the design of electromechanical energy converters with magnetic supports.

Key words: electromechanical energy converters, rotor, magnetic bearings.

МЕТОД НАГРЕВА И ИССЛЕДОВАНИЯ ЭДС ВО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

А.Р. Лепешкин, Кувалдин А.Б., М.А. Федин, А.О. Кулешов

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия

E-mail: lepehkin.ar@gmail.com

Приведены результаты исследований при моделировании нестационарного нагрева диска, вращающегося на разгонном стенде в электромагнитном поле, созданном с использованием устройства с постоянными магнитами. Проведены исследования ЭДС в спиральном проводнике и во вращающихся дисках из разных металлических сплавов. Предложенный метод моделирования и исследования целесообразно применять для нагрева небольших вращающихся дисков и деталей.

Ключевые слова: метод, электромагнитное поле, нагрев, вращающийся диск, постоянный магнит, разгонный стенд, устройство, спиральный проводник.

Введение

В промышленности широко используется как индукционный нагрев, так и другие виды электронагрева для обеспечения заданных температурных режимов деталей, изделий и заготовок в различных технологических процессах. Применение индукционного нагрева для обеспечения тепловых режимов дисков турбин газотурбинных двигателей (ГТД) и установок (ГТУ) в процессе их испытаний рассмотрено в работах [1-5]. Установки индукционного нагрева отличаются высокой стоимостью и требуют дополнительного оборудования по их электроснабжению. В связи с этим, актуальна разработка новых методов нагрева, которые снижают материальные затраты и позволяют экономить электроэнергию.

В работе [6] были проведены расчетно-экспериментальные исследования неравномерного распределения температуры диска и распределения температуры, близкого к равномерному, в ободной части диска турбины с использованием индукционного нагрева, который обеспечивался устройством с использованием трехвиткового индуктора, расположенного в локальном секторе диска. Недостатком указанных исследований являлось использование малой скорости вращения диска, равной 18 об/мин.

Использовать постоянные магниты (ПМ) в устройствах нагрева актуально, т.к. они позволяют экономить электроэнергию. С точки зрения физики нагрева ПМ так же, как и индукторы, создают вихревые токи во вращающихся деталях, поэтому устройства с ПМ можно считать разновидностью индукционного нагрева.

В работе [7] проведен эксперимент по нагреву обода диска турбины с использованием одного постоянного магнита. Однако использование одного магнита с малой индукцией 0.1 Тесла привело к малому нагреву диска в эксперименте. Максимальная температура составила лишь 70 °С. Следует отметить, что такой низкотемпературный нагрев диска не соответствует рабочим температурам эксплуатации двигателя.

В работе [8] проведены экспериментальные исследования нагрева вращающихся дисков в электромагнитном поле, созданном с использованием постоянных магнитов. Однако в результате проведенных экспериментов были получены стационарные распределения температур во вращающемся диске. При проведении специальных неизотермических циклических испытаний дисков и деталей ГТД и ГТУ в машиностроении необходимо задавать скорости нагрева и временные параметры испытательных термо-циклов в различных программах исследований [1]. Свойства постоянных магнитов Nd-Fe-B рассмотрены в [9].

Результаты исследований

Целью данной работы являлись: разработка метода моделирования и исследование нестационарного нагрева диска, вращающегося в электромагнитном поле, при разных скоростях вращения на разгонном стенде, с помощью устройства, в котором используются постоянные магниты, исследования влияния зазора между поверхностью диска и постоянными магнитами на тепловое состояние диска и исследования сигналов ЭДС и их спектров во вращающихся дисках и спиральном проводнике. На рис. 1 показан диск, установленный в вакуумной камере разгонного стенда. Передаточное число ускорителя (зубчатой передачи) составляет 10. С помощью ускорителя скорость вращения стендового электродвигателя преобразуется от номинальной 3000 об/мин до максимальной.

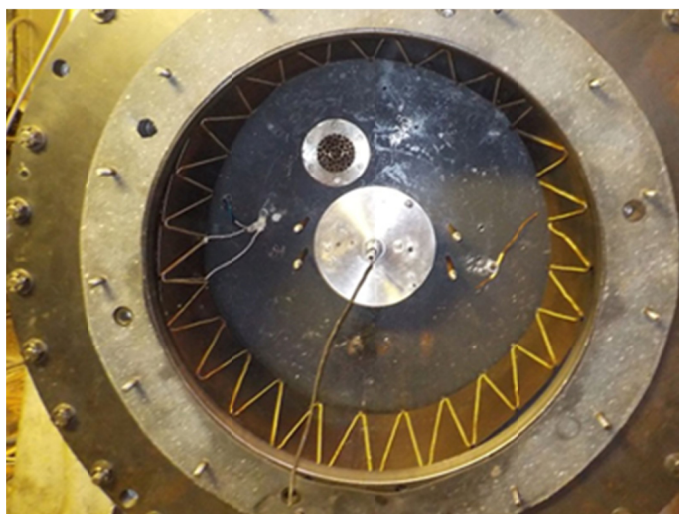


Рисунок 1 – Диск в вакуумной камере стенда

Перед проведением исследований на специальный крепежный алюминиевый диск, имеющий стальные подставки, были установлены 6 сильных постоянных магнитов с размерами 60×30×15 мм из сплава Sm-Co. Алюминиевый диск обеспечивал также отвод тепла от постоянных магнитов, что очень важно с точки зрения потери магнитных свойств при повышении температуры. Средний зазор между поверхностью диска и поверхностью сильных постоянных магнитов обеспечивался при монтаже и составил 5 мм. Термопары были установлены на радиусах диска, равных 125, 100 и 50 мм. Провода термопар подключались через токосъемное устройство к измерительной аппаратуре, использующей приборы ТРМ-201.

Перед проведением исследований на специальный крепежный алюминиевый диск, имеющий стальные подставки, были установлены 6 сильных постоянных магнитов с размерами 60×30×15 мм из сплава Sm-Co. Алюминиевый диск обеспечивал также отвод тепла от постоянных магнитов, что очень важно с точки зрения потери магнитных свойств при повышении температуры. Средний зазор между поверхностью диска и поверхностью сильных постоянных магнитов обеспечивался при монтаже и составил 5 мм. Термопары были установлены на радиусах диска, равных 125, 100 и 50 мм. Провода термопар подключались через токосъемное устройство к измерительной аппаратуре, использующей приборы ТРМ-201. Экспериментальные исследования нестационарного нагрева диска проводились до максимальной скорости вращения (кривая 1, рис. 2). Из анализа экспериментальных результатов следует, что скорость нагрева составляет от 2.0 до 2.5 градусов °С в секунду до достижения температуры 440 °С (кривая 3, рис. 2) и 3.0÷3.5 градусов °С в секунду до температуры 650 °С (кривая 5, рис. 2). Исследование влияния зазора между поверхностью диска и магнитами на скорости 15000 об/мин показало (кривая 4, рис. 2), что при увеличении зазора с 5 мм до 10 мм максимальная температура диска снижалась на 150 °С. Этот фактор влияния можно использовать как дополнительный способ регулирования температуры вращающихся дисков с использованием постоянных магнитов.

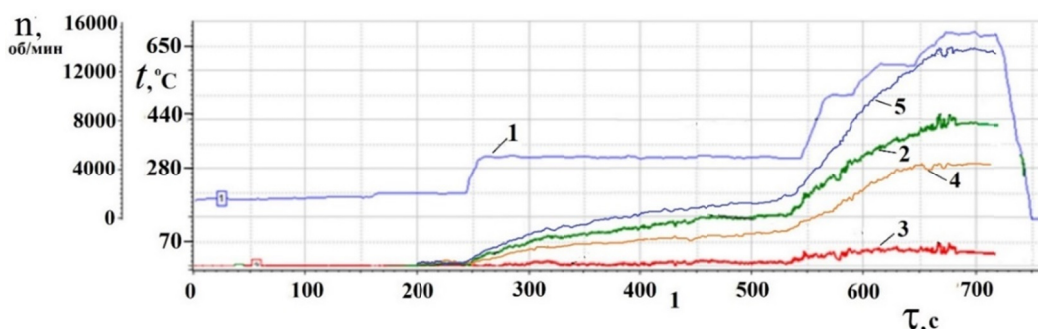


Рисунок 2 – Нестационарный нагрев: 1 – скорость диска (об/мин), 2 – кривая температуры в зависимости от времени (R=100 мм), 3 – кривая температуры в зависимости от времени (R=50 мм), 4 – кривая температуры в зависимости от времени (R=100 мм) при зазоре 10 мм, 5 – кривая температуры в зависимости от времени (R=125 мм)

Следует отметить, что по сравнению с индукционным нагревом разработанная методика моделирования нагрева дисков позволяет в среднем в два раза повысить КПД нагрева до величины, соответствующей КПД электропривода, обеспечивающего подвод механической энергии для вращения диска, и в целом повысить эффективность нагрева вращающихся дисков.

В работах [10, 11] проводились исследования параметров электромагнитного поля, созданном постоянными магнитами при вращении различных устройств. В работе [10] исследовалось поведение линий электромагнитного поля вращающегося магнита. В работе [11] проводилось исследование тока во вращающемся диске с использованием амперметра, подключенного через скользящие контакты к ободной части диска и вала. В работах [10, 11] не проводились исследования ЭДС от вихревых токов,

наводимых в электромагнитном поле постоянных магнитов, во вращающемся диске. Кроме того, от скользящих контактов могла возникать дополнительная ЭДС в [11].

При вращении диска в поле постоянных магнитов в его материале возникает ЭДС от наводимых вихревых токов. В данной работе для исследования указанной ЭДС было создано устройство (рис. 3), которое содержит вращающийся ротор (трехслойный диск) и алюминиевый крепежный диск с сильными постоянными магнитами, которые использовались при исследованиях на разгонном стенде. В данном устройстве отсутствовали скользящие контакты, которые могли бы внести погрешности (дополнительную ЭДС) в измерения ЭДС вращающихся дисков. Вращающийся ротор содержит спиральный проводник и два модельных диска (диаметром 250 мм): плоская спираль из 24 витков изолированного медного провода, тонкий диск из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм и тонкий диск из дуралюмина толщиной 0.3 мм. К спирали и каждому диску были подключены по два соединительных провода (первый провод к ободной части, второй провод к внутреннему отверстию вблизи оси вращения). Между спиралью и каждым диском были установлены тонкие изолирующие прокладки, исключающие электрические контакты. Собранный ротор из спирального проводника и двух дисков на металлической оси был установлен с зазором 20 мм по отношению к внешней плоскости магнитов. Ось ротора (трехслойного диска) совпадала с центром отверстия алюминиевого диска, на котором находились магниты. Жгут из шести соединительных проводов от спирали и дисков был закреплен на металлической оси и проходил через отверстие крепежного диска с магнитами и далее подключался к многоканальному анализатору спектра МІС-200. Жгут из тонких гибких соединительных проводов легко скручивался при вращении ротора. Это позволило обеспечить проведение кратковременных экспериментов с вращением ротора и исследовать одновременно ЭДС в спиральном проводнике и двух сплошных дисках сразу в одном эксперименте при наводимых вихревых токах от постоянных магнитов без применения специальных токосъемников. Устройство для проведения исследования ЭДС по разработанному методу приведено на рис. 3.

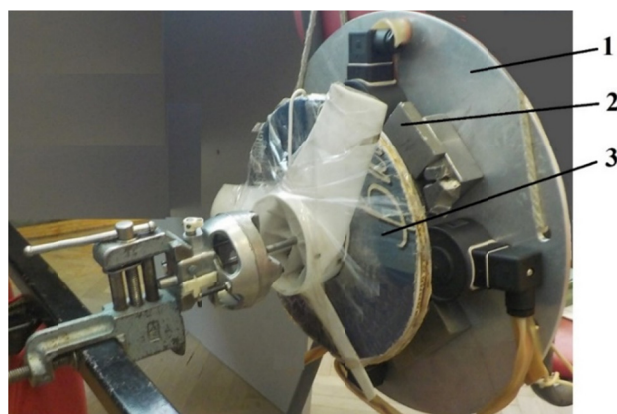


Рисунок 3 – Устройство для проведения исследований ЭДС во вращающихся спиральном проводнике и дисках (ротора): 1 – алюминиевый крепежный диск, 2 – магниты, 3 – ротор (трехслойный диск)

Для проведения исследований ротор резко приводился во вращение, потом постепенно тормозился и в течении этого времени (нескольких секунд) регистрировалась ЭДС во вращающейся спирали из медного провода, в диске из дуралюмина и диске из нержавеющей стали в одном эксперименте.

Полученные зависимости ЭДС во времени в первом эксперименте показаны на рис. 4 и во втором эксперименте на рис. 5. После обработки сигналов были получены их спектры в проведенных экспериментах. На рис. 6 представлены спектры сигналов во втором эксперименте.

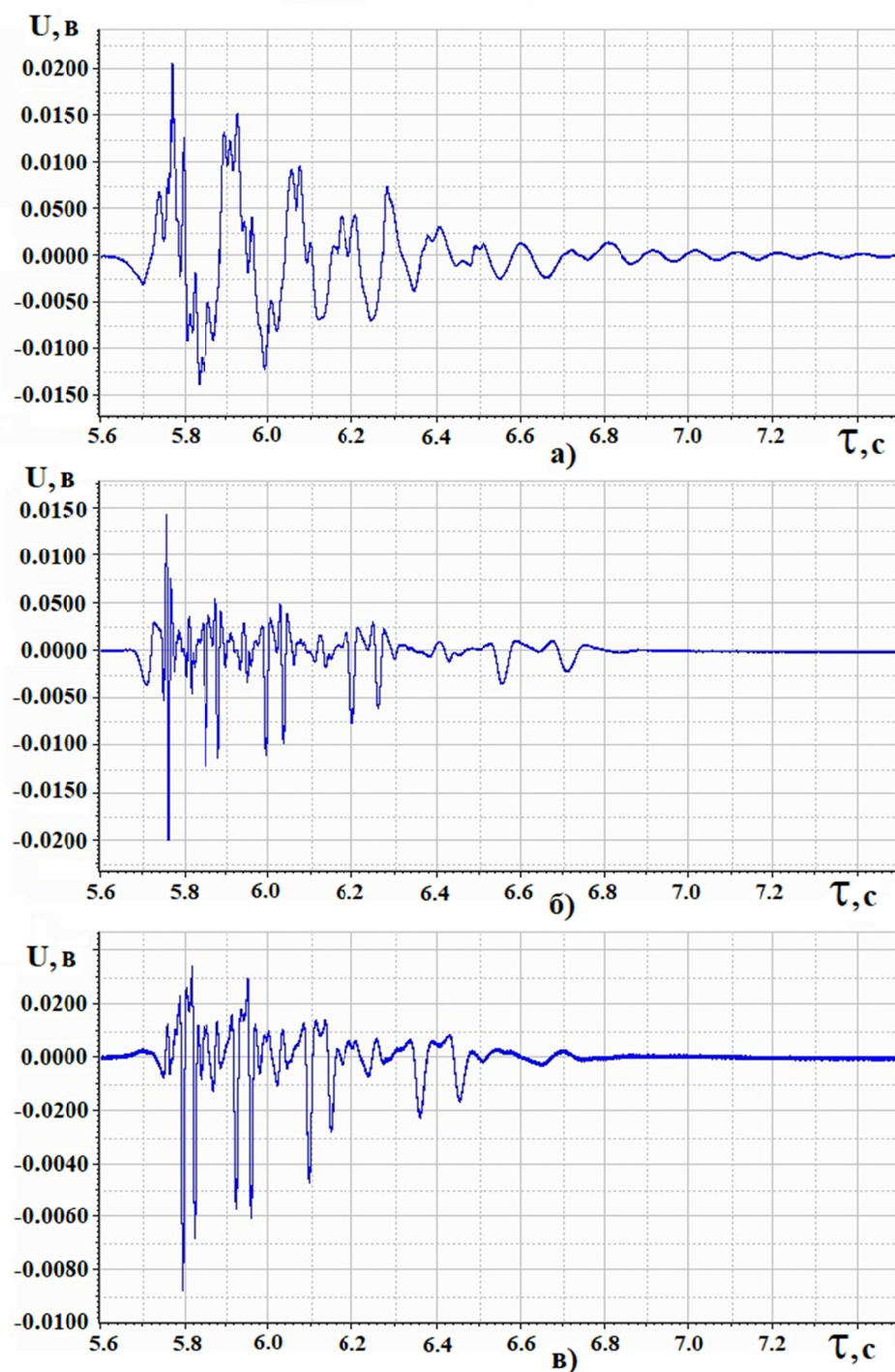


Рисунок 4 – Сигналы ЭДС при вращении (первый эксперимент):
а) спирального проводника из медного сплава,
б) диска из дуралюмина, в) диска из нержавеющей стали

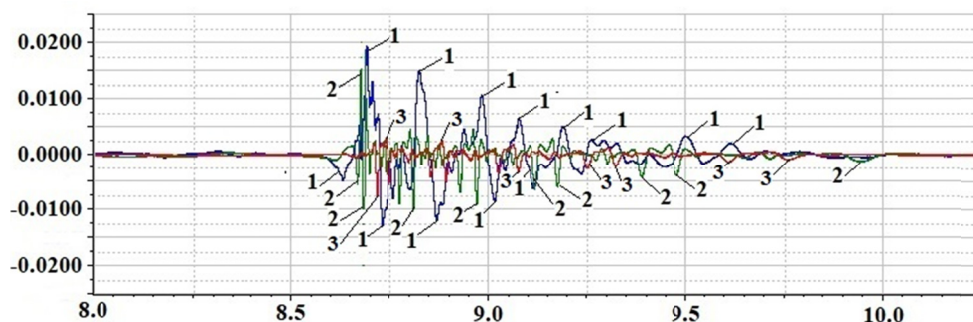


Рисунок 5 – Сигналы ЭДС при вращении (второй эксперимент):
 1 – спирального проводника из медного сплава,
 2 – диска из дуралюмина, 3 – диска из нержавеющей стали

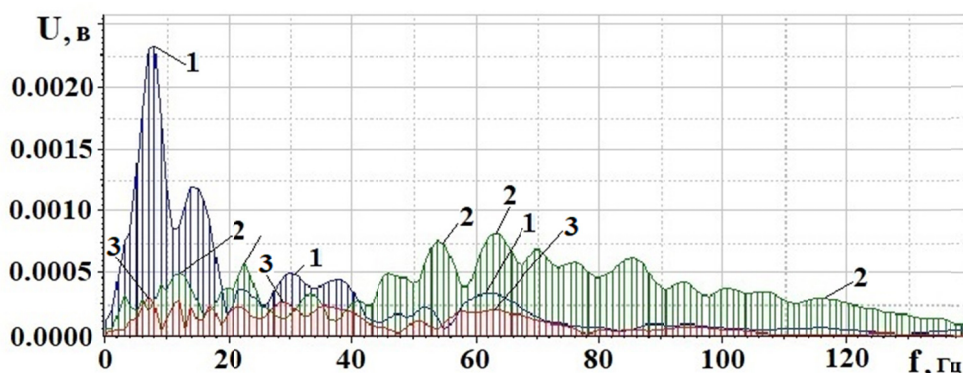


Рисунок 6 – Спектры сигналов ЭДС при вращении (второй эксперимент):
 1 – спирального проводника из медного сплава,
 2 – диска из дуралюмина, 3 – диска из нержавеющей стали

Анализ сигналов на рис. 4 и рис. 5 показывает, что сигнал ЭДС в спиральном проводнике 1 имеет более высокую амплитуду на максимальной частоте вращения (в начале процесса) и более синусоидальную форму по сравнению с сигналами в сплошных дисках 2 и 3, где преобладают высшие гармоники. Из анализа спектров на рис. 6 следует, что частоты первой гармоники в спиральном проводнике 1 и сплошных дисках 2 и 3 соответственно равны 7 Гц, 12 Гц и 7 Гц. Кроме того, из анализа рис. 4, рис. 5 и рис. 6 на повышенных частотах вращения (в некотором диапазоне частот вращения) спиральный проводник 1 можно использовать в качестве датчика частоты вращения. С использованием этого обстоятельства и анализа спектров (первых гармоник) можно сказать, что максимальные частоты вращения в первом и втором экспериментах соответственно составили 360 и 420 об/мин.

Заключение

Приведены результаты исследований и моделирования нестационарного нагрева диска, вращающегося в электромагнитном поле, с использованием устройства с магнитами на разгонном стенде.

Разработанная методика позволяет повысить КПД и эффективность нагрева вращающихся дисков. Получены скорости нагрева вращающегося диска при нестационарном нагреве и результаты влияния зазора между диском и магнитами на тепловое состояние диска.

Приведены результаты исследований и анализ сигналов ЭДС и их спектров в спиральном проводнике и во вращающихся дисках из разных металлических сплавов в электромагнитном поле, созданном постоянными магнитами.

Предложенную методику моделирования и исследования целесообразно применять для нагрева небольших дисков и деталей в промышленности.

Список литературы

1. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Скоростные режимы индукционного нагрева и термонапряжения в изделиях. Монография. М.: Инфра-М, 2019. 282 с.
2. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р., Лепешкин С.А. Метод испытаний дисков турбомашин и бандажей роторов турбогенераторов с использованием индукционного нагрева // Электричество. 2009. № 7. С. 33-38.
3. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р., Лепешкин С.А. Способ получения энергии и устройство для его реализации. Патент РФ № 2416869, кл. H02N11/00. 2011.
4. Базаров А.А., Данилушкин А.И. Разработка энергоэффективной индукционной системы для ремонтно-восстановительных технологий дисков газотурбинных двигателей // Изв. Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2018. Т. 329. № 10. С. 143-152.
5. Круцило В.Г. Повышение усталостной прочности и износостойкости лопаток и дисков гтд термопластическим упрочнением // Изв. Самарского научного центра РАН. 2016. Т. 18. № 4 (2). С. 336-340.
6. Маннанов Э.Р., Галунин С.А., Никаноров А.Н. и др. Разработка индукционных систем для нагрева дисков // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2019. Т. 12. № 2. С. 23-31.
7. Кувалдин А.Б., Лепешкин А.Р. Энергосберегающая технология нагрева вращающихся дисков с использованием постоянных магнитов // Энерго- и ресурсосбережение – XXI век.: Сборник материалов X межд. научно-практ. конф. Орел: Госуниверситет-УНПК, 2012. С. 41-44.
8. Лепешкин А.Р., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А., Ильинская О.И. Исследование нагрева вращающихся дисков с использованием постоянных магнитов // Материалы XXVII Межд. н.-т. конф. “Электромагнитное поле и материалы“. М.: Изд-во МЭИ. 2019. – С. 88-93.
9. Гинзбург Б.А., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. Микроскопическая структура магнитного поля на поверхности постоянного магнита // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 2. С. 226; Ginzburg B.A., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A., et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 2. P. 197-202.
10. Заев Н.Е., Докучаев В. И. О поведении линий поля вращающегося магнита // Электротехника. 1964. №11. С. 64.
11. Родин А.Л. О неизвестных опытах по электромагнитной индукции // Электричество. 1994. №7. С. 67-69.

METHOD OF HEATING AND STUDYING EMF IN ROTATING DISKS IN THE ELECTROMAGNETIC FIELD OF PERMANENT MAGNETS

A.R. Lepeshkin, A.B. Kuvadin, M.A. Fedin, A.O. Kuleshov

National Research University «MPEI», Moscow, Russia

E-mail: lepehkin.ar@gmail.com

The results of research in the simulation of non-stationary heating of a disk rotating on the spin rig in an electromagnetic field created using a device with permanent magnets are presented. Investigations of the EMF in a spiral conductor and in rotating disks made of various metal alloys have been carried out. The proposed method of modeling and research is advisable to use for heating small rotating disks and parts.

Key words: method, electromagnetic field, heating, rotating disk, permanent magnet, spin rig, device, spiral conductor.

К 80-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ ФЕЛИКСА НИГМАТЗЯНОВИЧА ШАКИРЗЯНОВА



Летом этого года исполнилось 80 лет одному из членов организационного комитета Международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)» – Шакирзянову Феликсу Нигматзяновичу, профессору кафедры Теоретических основ электротехники Московского энергетического института (МЭИ).

Феликс Нигматзянович родился 24 июля 1941 г. В 1963 г. окончил с отличием Уральский политехнический институт (УПИ). Уже с 1962 г. Феликс Нигматзянович работал в УПИ сначала в должности старшего инженера, затем ассистента. В 1965 г. поступил в целевую аспирантуру на кафедру основ радиотехники (ОРТ) МЭИ, в 1970 г. успешно защитил кандидатскую диссертацию. По ходатайству вице-президента АН СССР В.А. Котельникова был оставлен на работе в Москве. С 1970 г. работал в МЭИ в должности ассистента, с 1974 г. – доцента, с 2004 г. работает профессором кафедры Теоретических основ электротехники (ТОЭ). С 1980 г. по настоящее время – заместитель заведующего кафедрой ТОЭ. Научно-педагогический стаж Феликса Нигматзяновича составляет почти 60 лет.

В 1970-80 гг. Феликс Нигматзянович был научным руководителем отдела иностранной аспирантуры, деканом по работе с иностранными учащимися МЭИ, секретарем Общесоюзного совета по работе с иностранными учащимися при ЦК КПСС и Совмине СССР. Он сделал большой вклад в разработку системы обучения иностранных учащихся в МЭИ и в нашей стране.

Феликс Нигматзянович является действительным членом Академии электротехнических наук Российской Федерации (АЭН РФ) и членом редколлегии журнала «Электротехника». Ф.Н. Шакирзянов – автор и соавтор более 300 опубликованных научных работ, среди которых учебники, учебные пособия, статьи, монографии, авторские свидетельства и патенты на изобретения.

Многолетняя плодотворная научная и общественная деятельность Ф.Н. Шакирзянова отмечена правительственными и ведомственными наградами: награжден медалями «Ветеран труда» и «850-летие Москвы», Почётным знаком «Высшая школа СССР. За отличные успехи в работе», наградами ведомств РФ и зарубежных стран, Почетными грамотами Минвуза СССР, Федеральной сетевой компании, удостоен звания «Почетный работник высшего профессионального образования РФ».

Учебно-методическая работа юбиляра направлена на разработку и постановку новых лабораторных работ по ТОЭ. В 2010-12 гг. им совместно с членом-корреспондентом РАН П.А. Бутыриным разработаны и введены в эксплуатацию новые, современные лабораторные стенды для трех частей курса ТОЭ. Учебно-исследовательская лаборатория электромагнитного поля по третьей части курса ТОЭ является лучшей в Европе. Её создание отмечено Золотой медалью ВВЦ.

Научная работа Шакирзянова Ф.Н. посвящена теории сильных электромагнитных полей. Им исследованы различные аспекты взаимодействия сильных электромагнитных полей с реальными средами в твердой, жидкой, газообразной и плазменной фазах. В результате этих исследований им обнаружены явление автогенерации в сильно возбужденных ферромагнетиках; открыт фоторезистивный эффект в проводниках (в том числе и графите) при СВЧ электромагнитном воздействии; разработаны новые способы и устройства преобразования СВЧ электромагнитных излучений высокого и сверхвысокого уровня мощности; предложены новые устройства для нагрева материальных сред, диагностики ЛЭП ВН и СВН, ионосферной связи.

В настоящее время Феликс Нигматзянович занимается исследованиями электродинамики гигантских энергий, новой теории шаровой молнии. Им предложена гипотеза гиперпроводимости плазмы, создана теория фотонных доменов, разработана новая модель Солнца.

Помимо научной деятельности Феликс Нигматзянович ведет активную преподавательскую работу. Он никогда не откажет в помощи и всегда готов оказать поддержку, дать совет или наставления.

Ф.Н. Шакирзянов – всесторонне одаренный человек, жизнерадостный и доброжелательный, пользуется заслуженным уважением среди коллег и студентов.

Многочисленные коллеги, друзья и ученики сердечно поздравляют Феликса Нигматзяновича с 80-летием, желают ему успешного продолжения научно-педагогической и общественной деятельности.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| Организаторы конференции..... | 3 |
| ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ | |
| Генезис электрификации и цифровизации (к 140-летию проведения I Всемирного электрического конгресса и Парижской электрической выставки)..... | 6 |
| <i>П.А. Бутырин, Ф.Н. Шакирзянов</i> | |
| СЕКЦИЯ 1: | |
| ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ | |
| Унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона для силовых полей и материалов..... | 10 |
| <i>М.Я. Иванов</i> | |
| Взаимодействие фотона с атомом..... | 20 |
| <i>С.П. Сурнин</i> | |
| Метод нагрева деталей с теплозащитными керамическими покрытиями из диоксида циркония в высокочастном электромагнитном поле..... | 31 |
| <i>А.Р. Лепешкин, А.Б. Кувалдин</i> | |
| Особенности анизотропии свойств композита на основе нанотрубок галлуазита и аморфного магнетита..... | 36 |
| <i>М.Н. Шипко, М.А. Степович, А.В. Носков, О.В. Алексеева, А.В. Агафонов</i> | |
| Что век грядущий нам готовит?..... | 40 |
| <i>Ф.Н. Шакирзянов, П.А. Бутырин, С.А. Абдулкеримов, Д.В. Михеев</i> | |
| СЕКЦИЯ 2: | |
| ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ | |
| Возбуждение короткозамкнутым коаксиальным преобразователем магнитостатических мод в прямоугольной пленке железо-иттриевого граната..... | 45 |
| <i>Р.К. Бабичев, Г.В. Бабичева</i> | |
| Дифракция сверхнаправленного луча поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в ферритовой пластине..... | 50 |
| <i>А.Ю. Анненков, С.В. Герус, Э.Г. Локк, А.Б. Хутиева, А.В. Садовников, А.В. Луговской</i> | |
| Взаимодействие обратных объёмных спиновых волн со слабоконтрастным магнетным кристаллом..... | 56 |
| <i>С.В. Герус, А.Ю. Анненков, Э.Г. Локк</i> | |
| О возможности неискаженной передачи полезного сигнала с помощью поверхностных спиновых волн в структуре металл-феррит-диэлектрик-металл..... | 62 |
| <i>Э.Г. Локк, С.В. Герус, А.Ю. Анненков</i> | |
| Экспериментальное исследование возбуждения магнитостатических волн коаксиальными преобразователями в пленках железо-иттриевого граната..... | 67 |
| <i>М.Д. Атоев, Р.К. Бабичев, И.И. Натхин</i> | |
| СЕКЦИЯ 3: | |
| ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ | |
| Многослойные периодические наноструктуры магнитной стрейнтроники на основе магниторезистивного и магнитострикционного эффекта..... | 74 |
| <i>Д.А. Жуков, В.В. Амеличев, Д.В. Костюк, С.И. Касаткин</i> | |
| Адаптивная система с нелинейно-оптическим анализатором фазы..... | 80 |
| <i>В.Ю. Иванов, И.Б. Иванова</i> | |
| Мониторинг динамических механических процессов в проводниках при | |

| | |
|---|------------|
| воздействии импульсных токов..... | 86 |
| <i>О.А. Троицкий, О.Б. Скворцов, В.И. Сташенко</i> | |
| Электрическое поле индуцированных зарядов нелинейной диэлектрической среды..... | 92 |
| <i>М.Л. Акимов, М.А. Пятаков, О.П. Поляков, П.А. Поляков</i> | |
| Теоретическое исследование магнитосопротивления наноструктуры элемента стрейнтроники..... | 96 |
| <i>О.П. Поляков, С.И. Касаткин, В.В. Амеличев, В.С. Шевцов, П.А. Поляков</i> | |
| Влияние доменной магнитной структуры на зависимость гигантского магнитосопротивления от внешнего магнитного поля в спин-туннельном элементе..... | 101 |
| <i>В.С. Шевцов, В.В. Амеличев, Д.В. Васильев, Ю.В. Казаков, С.И. Касаткин, Д.В. Костюк, О.П. Поляков, П.А. Поляков</i> | |
| Особенности квазистационарного намагничивания пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией..... | 105 |
| <i>А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков</i> | |

СЕКЦИЯ 4:

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ

| | |
|---|------------|
| Изучение радиопоглощающих характеристик композитов полимер/феррит-шпинель в диапазоне частот 500–5000 МГц..... | 111 |
| <i>В.Г. Костишин, Р.И. Шакирзянов, И.М. Исаев, А.Р. Каюмова, Б.М. Скибо, Д.В. Салогуб</i> | |
| Исследование радиационной электризации термостойкого радиопоглощающего материала..... | 121 |
| <i>В.Ю. Кириллов, П.А. Жуков, М.М. Томилин, С.Ю. Журавлев</i> | |
| Керамические импедансногласованные с вакуумом материалы на основе феррошпинелей..... | 125 |
| <i>С.В. Серебряников, С.С. Серебрянников, А.В. Долгов, Л.Л. Еремцова, А.З. Славинский</i> | |

СЕКЦИЯ 5:

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ

| | |
|--|------------|
| Исследование коаксиальной линии электропередачи в электромагнитном поле повышенной частоты..... | 131 |
| <i>Ю.Ю. Захаров, А.Р. Лепешкин</i> | |
| Моделирование волноводных линий передачи с диэлектрическими резонаторами..... | 136 |
| <i>Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова</i> | |
| Моделирование диэлектрического резонатора, установленного в полости цилиндрического резонатора..... | 143 |
| <i>Л.В. Алексейчик, А.А. Курушин</i> | |
| Моделирование диэлектрических резонаторов со взаимной связью по распространяющейся волне в волноводе..... | 152 |
| <i>Л.В. Алексейчик</i> | |
| Добротность диэлектрического резонатора в экранированных линиях передачи | |

| | |
|--|------------|
| СВЧ с потерями..... | 157 |
| <i>В.М. Геворкян, С.В. Вишняков, Ю.А. Казанцев, А.В. Шутков</i> | |
| Ограничение значений напряжённости электрических полей в пролётах воздушных линий электропередачи высокого напряжения..... | 165 |
| <i>К.И. Таратонкина, А.А. Белогловский</i> | |
| Моделирование распределения напряженностей электрического поля на элементах токопровода 20 кВ..... | 171 |
| <i>Д.В. Голубев, Е.М. Воронкова, Д.И. Ковалев, Г.С. Локтионов</i> | |
| Разработка и исследование системы высокочастотный инвертор тока – трансформаторный водонагреватель..... | 176 |
| <i>М.В. Шамсиев, С.А. Абдулкеримов, А.М. Шамсиев</i> | |
| Способы формирования оптимальных гистерезисных свойств в роторах гистерезисных электромеханических преобразователей..... | 180 |
| <i>С.Ю. Останин, Т.С. Латыпов, Н.С. Зубарев, И.М. Миляев, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву</i> | |
| Исследование синхронного режима гистерезисного электромеханического преобразователя конусного исполнения..... | 187 |
| <i>С.Ю. Останин, Т.С. Латыпов, Н.С. Зубарев, И.М. Миляев, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву</i> | |
| Анализ физических явлений, возникающих при разгоне ротора электромеханического преобразователя энергии в магнитных опорах..... | 194 |
| <i>С.Ю. Останин, А.А. Антаненков, А.С. Лискин, И.А. Фёдоров, В.Б. Никаноров, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву</i> | |
| Формирование математической модели и метода расчёта процессов при разгоне ротора электромеханического преобразователя в магнитных опорах..... | 201 |
| <i>С.Ю. Останин, А.А. Антаненков, А.С. Лискин, И.А. Фёдоров, В.Б. Никаноров, Цуй Шумэй, Вэй Го, Шаопен Ву</i> | |
| Метод нагрева и исследования ЭДС во вращающихся дисках в электромагнитном поле постоянных магнитов..... | 208 |
| <i>А.Р. Лепешкин, А.Б. Кувалдин, М.А. Федин, А.О. Кулешов</i> | |
| К 80-летию со дня рождения Феликса Нигматзяновича Шакирзянова..... | 215 |

Научное издание

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ
(ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

XXIX МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

МАТЕРИАЛЫ

ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS
(FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)

XXIX INTERNATIONAL CONFERENCE

PROCEEDINGS

Компьютерная верстка А.В. Худяковой

| | | | |
|--------------------|---------------|------------------|-------------------|
| Подписано в печать | 27.10.21. | Печать цифровая. | Формат 60x84 1/16 |
| Печ. л. 13,75. | Тираж 60 экз. | Изд. № 21н-081 | Заказ |

Оригинал-макет подготовлен в РИО НИУ «МЭИ».
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 14.
Отпечатано в типографии НИУ «МЭИ».
111250, г. Москва, ул. Красноказарменная, д. 13.