МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ (ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

XXX МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

МАТЕРИАЛЫ

ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS (FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)

XXX INTERNATIONAL CONFERENCE

PROCEEDINGS

Посвящается 150-летию со дня рождения К.А. Круга

Москва
Издательство МЭИ
2023

УДК 621.3
ББК 22.313
Э 455

Э 455 Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования). XXX Международная конференция: материалы. – М.: Издательство МЭИ, 2023. – 272 с.

ISBN 978-5-7046-2907-8

В сборнике приведены доклады, представленные на XXX 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 978-5-7046-2907-8

© Национальный исследовательский университет «МЭИ», 2023

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ XXX 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)
Гуличева Е.Г., к.э.н., директор по международному сотрудничеству, НИУ «МЭИ» (Россия)
Елфимов С.А., вед. инженер, НИУ «МЭИ» (Россия) – ***ученый секретарь***
Карпунина М.В., ст. преп., НИУ «МЭИ» (Россия) – ***зам. ученого секретаря***
Ковалев Д.И., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)
Козьмина И.С., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)
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)
Осипова М.С., ассистент, зам. директора по международному сотрудничеству, НИУ «МЭИ» (Россия) – ***зам. ученого секретаря***
Погребисский М.Я., к.т.н., доц., директор Института электротехники и электрификации, НИУ «МЭИ» (Россия)
Поляков П.А., д.ф.-м.н., проф., МГУ (Россия)
Силаев М.А., к.т.н., доц., НИУ «МЭИ» (Россия)
Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф. (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
XXX 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)
Безъязыкова Т.Г., к.т.н., доц., СПбГУТ (Россия)
Бержанский В.Н., д.т.н., проф., Крымский Федеральный Университет имени В.И. Вернадского (Россия)
Бутырин П.А., д.т.н., чл.-корр. РАН, НИУ «МЭИ» (Россия)
Горбацевич 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)
Демидович В.Б., д.т.н., проф., СПбЭУ (ЛЭТИ) (Россия)
Дуйшеналиев Т.Б., д.ф.-м.н., проф. (Киргизская Республика)
Коровкин Н.В., д.т.н., проф., СПбГПУ (Россия)
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)
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)
Тарасов А.Е., к.т.н., доц., проректор НИУ «МЭИ» (Россия)
Темников А.Г., к.т.н., доц., зав. каф. НИУ «МЭИ» (Россия)
Хомич В.Ю., д.ф.-м.н., академик РАН, ИЭЭ РАН (Россия)
Черникин Д.В., зам. начальника НИО АО «НИИП им. В.В. Тихомирова» (Россия)
Шакирзянов Ф.Н., к.т.н., проф. (Россия)
Bao-Jun, prof. (China)

Карл Адольфович Круг

(К 150-летию со дня рождения)

150 лет, полтора века прошло со дня рождения Карла Адольфовича Круга - основоположника московской электротехнической школы, выдающегося учёного, сыгравшего важную роль в становлении и развитии отечественной электротехнической науки, практики, а также электротехнического образования. Карл Адольфович прожил яркую, содержательную жизнь, полную весьма значимых свершений. Факты его биографии широко освещены в многочисленных статьях в советских и российских журналах, исторических летописях организаций, в которых он работал. Некоторая их часть, приведенная в списке литературы, достаточно вольно цитируется и пересказывается в этой мемориальной статье с целью привлечения внимания читателей к замечательному Человеку и сохранению памяти о нём.

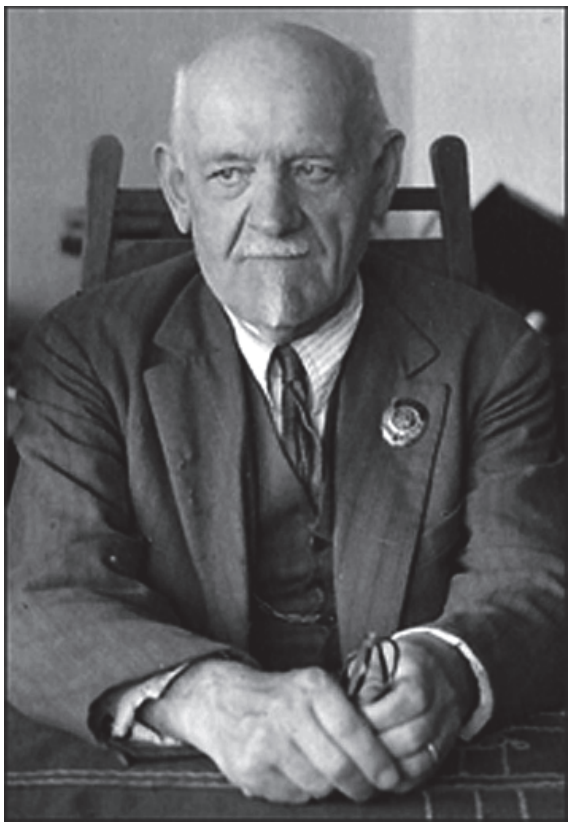


Рис. 1. К. А. Круг (конец 30-х годов)

Карл Адольфович Круг родился в семье агронома Адольфа Карловича Круга и учительницы Леонии Фёдоровны 24 июня (6 июля) 1873 г. в местечке Немиров Браславского уезда бывшей Подольской губернии Российской империи. Украины тогда ещё не было, а теперь Немиров, ставший городом, входит в Винницкую область Украины. Когда умер отец (1877 г.), Карлу исполнилось всего четыре года, и Леония Фёдоровна перевезла семью в Москву, где устроилась работать воспитательницей маленьких детей в богатый дом. Материальное положение семьи

было далеко не блестящим, поэтому уже с шестого класса ученик 4-й Московской мужской гимназии Карл Круг поддерживал семью, зарабатывая репетиторством [1-3]. В 1892 г. он окончил гимназию. В аттестации Педагогического Совета гимназии были отмечены исключительные математические способности К.А. Круга, даны рекомендация продолжить математические образование.

Окончив гимназию, Карл Адольфович поступил на механическое отделение в Императорское Московское техническое училище (ИМТУ) - ныне Московский государственный технический университет. Во время учёбы в училище Карл Адольфович давал уроки, чтобы жить на собственные средства. Прервав учёбу, он два года работал на Мытищинском вагоностроительном заводе.

В 1898 г. К.А. Круг выполнил под руководством адъюнкт-профессора П.П. Гавриленко и успешно защитил дипломный проект «Оборудование чугунолитейного завода» [4, 5]. Однако это уже было временем стремительного развития электротехники в мире, и К. А. Круг тяготел к электротехнике и физике. Самостоятельной дисциплины «Электротехника» в то время в ИМТУ не существовало, она входила в курс физики.

С середины 70-х годов XIX в. в России и Западной Европе стали создаваться специализации по электротехнике, т.е. стали активно готовиться электротехнические кадры. Для подготовки к преподаванию электротехники и для ознакомления с состоянием электротехнической промышленности за рубежом Совет ИМТУ направил в Германию на два года Карла Адольфовича Круга, выпускника 1898 г. Первый год в Германии Карл Адольфович провёл в Дармштадском высшем техническом училище, изучая электротехнику у профессора Э. Киттлера (у него 15 годами ранее специализировался по электротехнике М.О. Доливо-Добровольский). В результате К.А. Круг получил диплом инженера-электрика. Второй год в Германии Карл Адольфович провёл в Берлине, изучив ряд теоретических курсов в Шарлоттенбургском высшем техническом училище, затем пять месяцев он работал в качестве монтёра на электромеханическом заводе общества «Унион» [6]. По возвращении в Москву он был вынужден, однако, занять должность лаборанта и одновременно начал преподавать физику, так как чтение курса электротехники, выделившейся к этому времени в самостоятельную дисциплину, и организация электротехнических лабораторий были уже поручены Б. И. Угримову. Он проработал преподавателем физики около пяти лет под руководством профессора В.С. Щегляева. В течение года он сдал экстерном полный курс физико-математического факультета МГУ и в 1903 г. получил третий за пять лет диплом об окончании университета.

В 1905 г. высшая школа России получила автономию, в результате чего были перестроены учебные планы и введена предметная система [7, 8]. В ИМТУ была открыта специализация по электротехнике, что было крайне необходимо. Вся работа по открытию этой специализации была выполнена К.А. Кругом. Таким образом, 1905 год является годом зарождения московской электротехнической школы, которая во многом была создана усилиями Карла Адольфовича Круга [8].

Временем становления процесса подготовки электротехников в ИМТУ были 1905—1918 гг. Появился ряд электротехнических лабораторий, к преподаванию специальных дисциплин были привлечены видные специалисты. Так, Николай Иванович Сушкин читал курс электрических станций, Борис Иванович Угримов, затем Клавдий Ипполитович Шенфер читали курс электрических машин. Под общим руководством К.А. Круга коллектив преподавателей электротехнической специализации вёл работу над методическими, учебными и научными проблемами. Карл Адольфович Круг был первым лектором по главнейшим предметам, которые изучались на этой специализации [9,10]. С 1905 по 1918 год К.А. Круг читал курс теории переменных токов; этот курс был издан в виде литографии в 1906 г. Через два года он был дополнен разделом физических основ электротехники; в результате был создан курс «Основы электротехники», чтение которого К.А. Круг начал в 1908 г. Работу над этим курсом он продолжал всю жизнь, а читал он его вплоть до 1936 г. В течение 15 лет (1906—1921 гг.) К.А. Круг читал лекции по курсу электрических измерений, 10 лет — курс «Электрические машины». С 1908 по 1910 г. он читал курс «Построение асинхронных двигателей», в 1914—1924 гг. — курс «Техника высоких напряжений», в 1914—1917 гг. — курс радиотехники. Такого рода деятельность могла быть по силам человеку, обладающему энциклопедическими знаниями. Все курсы, которые создал Карл Адольфович, он впоследствии передавал своим ученикам и коллегам. Так, курс теории электрических машин был передан К.И. Шенферу, курс радиотехники — Н.Н. Луценко, курс техники высоких напряжений — Л.И. Сиротинскому. В 1911 г. в Дармштадтском высшем техническом училище К.А. Круг защитил диссертацию на соискание степени доктора-инженера. Темой диссертации была проблема круговых диаграмм однофазного и многофазного асинхронных двигателей. Диссертация была опубликована как отдельная монография. Результатом научных работ этого периода были также монографии по бесколлекторным асинхронным двигателям (1915 г.) и по синхронным двигателям (1920 г.). В ИМТУ специализация по электротехнике в 1915 г. была реорганизована в электротехническое отделение, а позднее в электротехнический факультет.

Создание электротехнического отделения в 1915 г. потребовало разработки новых учебных планов. Эта работа проводилась в основном самим К.А. Кругом, прибегавшим к помощи своих коллег: Н.И. Сушкина, Б.И. Угримова, К.И. Шенфера, М.К. Поливанова и др. В новых учебных планах было заложено много идей, вытекающих из удивительно верного представления Карла Адольфовича о путях развития электротехники и о требованиях, которым в дальнейшем должен отвечать инженер-электрик в России. В учебном плане были предусмотрены специальности «Электрические машины», «Центральные электрические станции», «Электрические железные дороги» и «Электрическая проводная и беспроводная связь». К тому времени выросли преподаватели, которые могли вести соответствующие курсы: по электрическим станциям — М.К. Поливанов, по телеграфии — Г.В. Дашкевич, по радио — Н.Н. Луценко и другие [11, 12].

Рассматривая дореволюционный период деятельности К.А. Круга, следует отметить, что основное внимание в это время он уделял преподаванию электротехнических дисциплин в ИМТУ, подготовке новых преподавателей, созданию электротехнического отделения и соответствующих лабораторий, разработке и чтению новых лекционных курсов, подготовке и изданию учебников.

Особо следует отметить главную заслугу К.А. Круга в деле становления отечественной системы высшего электротехнического образования, а именно создание совместно с профессором Санкт-Петербургского политехнического института В.Ф. Миткевичем [13, 14, 15] дисциплины «Теоретические основы электротехники», которая стала фундаментом этой системы и придало отечественной электротехнической науке и образованию большую связность, логичность и обстоятельность. Выдающийся ученый-электротехник М.А. Шателен отмечал [16]: «Аналогичного курса не было ни в русской, ни в иностранной литературе». История развития теоретической электротехники при советской власти была скрупулёзно проанализирована в работе К.С. Демирчяна и А.В. Нетушила [17], в которой, в частности, отмечается, что учебники по ТОЭ, созданные в Ленинградском политехническом институте и Московском энергетическом институте, были переведены и изданы на многих языках (английском, немецком, китайском, испанском, польском, вьетнамском, корейском, болгарском, чешском, словацком, сербском и др.) Таким образом, это наше национальное достижение в области электротехнического образования стало признанным в мире.

Помимо деятельности К.А. Круга на ниве образования, важным является его участие в работах над энергетическими проблемами Центральнопромышленного района. В 1918—1920 гг. К.А. Круг совместно с профессором Карлом Васильевичем Киршем организует при Московском политехническом обществе Тепловой комитет, целью которого было оказание технической помощи народному хозяйству в условиях необычайно обострившегося дефицита топлива. Карл Адольфович был сначала заместителем председателя этого комитета, а затем председателем.

В 1916–1918 гг. К. А. Круг заведовал электроотделом в Управлении уполномоченного по топливу Московского района и в Тепловом комитете при Московском политехническом обществе. Помимо непосредственной помощи промышленности, Карл Адольфович и его ученики собрали и обобщили большой технический и статистический материал о наличии и состояния энергетических установок Центрально-промышленного района России. Одновременно было освещено и состояние всей промышленности этого района. Анализ этого материала привел К. А. Круга к выводу о необходимости проведения в этом районе электрификации как наилучшего пути решения топливной и транспортной проблем и эффективного повышения производительности восстанавливаемых предприятий. На основе собранных материалов К. А. Круг публикует в 1918 г. монографию «Электрификация Центрально-промышленного района».

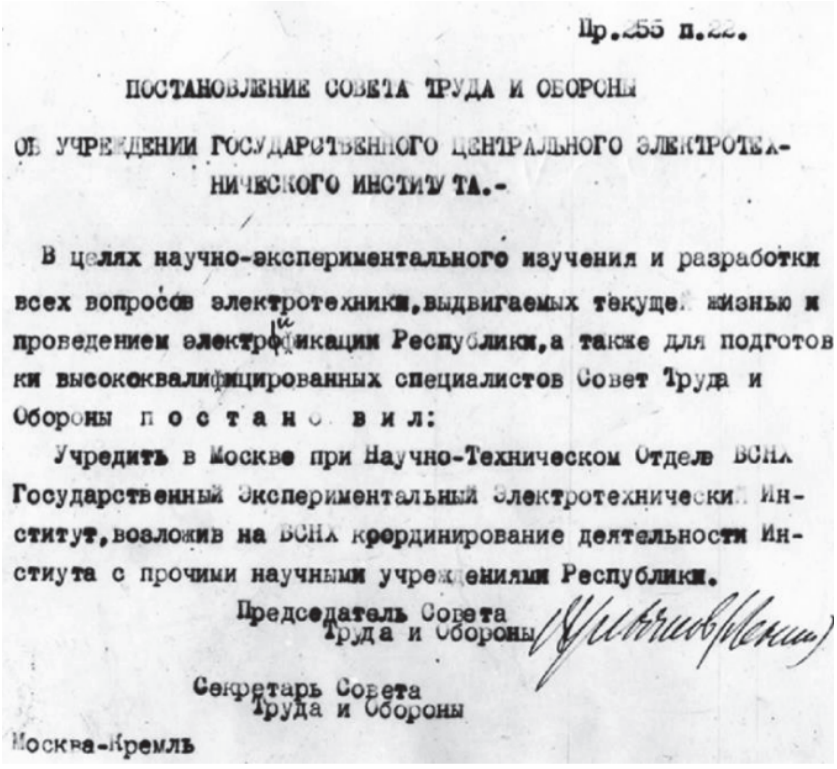


Рис. 2. Обсуждение плана ГОЭЛРО. Слева направо: К. А. Круг, Г.М. Кржижановский, Б.И. Угримов, Р.А. Ферман, Н.И. Вашков, М.А. Смирнов

Владимир Ильич Ленин хорошо знал К. А. Круга, который был включен в первый состав комиссии ГОЭЛРО. В феврале 1920 г. В. И. Ленин знакомится с книгой К. А. Круга «Программа работ по электрификации России» и делает в ней многочисленные пометки. В записке Г. М. Кржижановскому от 14 марта 1920 г. В.И. Ленин рекомендует привлечь К. А. Круга к подготовке статей по электрификации. По указанию В. И. Ленина была организована лекционная комиссия для пропаганды идей электрификации, в состав которой был включен и К. А. Круг. С особым вниманием следил В. И. Ленин за работой комиссии ГОЭЛРО, читал ее бюллетени и доклады. Среди них он отметил два - по электрификации Северного и Центрально-промышленного районов. В составлении последнего участвовал К. А. Круг. Владимир Ильич в своей статье «Об едином хозяйственном плане» отметил, что эти две работы особенно хороши, точны, детальны, основаны на богатейшем научном материале. Кроме этих докладов под руководством К.А. Круга были составлены план электрификации сельского хозяйства, план электрификации Приволжского района и раздел «Е» Введения к плану ГОЭЛРО (совместно с А. Г. Коганом и Л. К. Рамзиным) «Электрификация и промышленность». Знаменательно, что в последней работе авторы, учитывая низкий уровень и тяжелое состояние отечественной электропромышленности, отмечали необходимость импорта электрооборудования на первом этапе плана осуществления ГОЭЛРО; в то же время они высказывали твердое убеждение в возможности производства такого оборудования на отечественных заводах с тем, чтобы за десятилетний (!) период освободиться от импорта. К. А. Круг был не только одним из составителей плана электрификации страны, он стал активнейшим исполнителем его решений. В 1919 г. для руководства электрификацией промышленности и для содействия развитию электропромышленности был создан Центральный электротехнический совет (ЦЭС), в задачу которого входило составление и утверждение правил и норм для электротехнического оборудования и его эксплуатации. Кроме того, ЦЭС рассматривал и утверждал проекты всех

крупных электростанций и основных электрических сетей, сооружаемых по плану ГОЭЛРО. К. А. Круг входил в состав ЦЭС с самого начала его основания, а с 1924 по 1934 г. был членом бюро ЦЭС. Он проводил экспертизу важнейших проектов норм и крупнейших электрических сооружений, его деловые замечания и огромный практический опыт принесли неоценимую пользу. Одновременно с 1921 по 1930 г. К.А. Круг состоял членом Госплана СССР. Первые расчеты устойчивости параллельной работы электростанций были выполнены в нашей стране при непосредственном участии К.А. Круга (1928–1929 гг.) по заданию Мосэнерго для Новомосковской ГРЭС; по заданию Главэнерго он разработал типовые проекты электролабораторий для электростанций и электросетей.

Карл Адольфович понимал, что высшая электротехническая школа даже с развитыми лабораториями не сможет одна решить разнообразные проблемы, выдвигаемые промышленностью, энергетикой и электротехникой. Ему была очевидна необходимость создания в условиях развивающейся электрификации мощных научно-исследовательских учреждений, располагающих высококвалифицированными научными кадрами. Одним из таких учреждений, по мнению К.А. Круга, должен был стать экспериментальный электротехнический институт. В 1921 г. правительством было принято решение организовать Государственный экспериментальный электротехнический институт (ГЭЭИ). Директором ГЭЭИ был назначен К.А. Круг. Работавший в этой должности до 1930 г. Карл Адольфович разворачивает работу нового института вначале на всех свободных площадях (весьма скромных) электротехнической лаборатории МВТУ.



Пр.255 п.22.

ПОСТАНОВЛЕНИЕ СОВЕТА ТРУДА И ОБОРОНЫ

ОБ УЧРЕЖДЕНИИ ГОСУДАРСТВЕННОГО ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА.-

В целях научно-экспериментального изучения и разработки всех вопросов электротехники, выдвигаемых текущей жизнью и проведением электрификации Республики, а также для подготовки высококвалифицированных специалистов Совет Труда и Обороны п о с т а н о в и л:

Учредить в Москве при Научно-Техническом Отделе ВСНХ Государственный Экспериментальный Электротехнический Институт, возложив на ВСНХ координирование деятельности Института с прочими научными учреждениями Республики.

Председатель Совета Труда и Обороны

Секретарь Совета Труда и Обороны

Москва-Кремль

Рис. 3. Постановление СТО о создании ГЦЭИ (ВЭИ)

Он вновь направляется в Германию и весной 1922 г. приобретает оборудование, которое очень обогатило институт. Оставалось решить проблему помещений для ГЭЭИ. К.А. Круг сам нашёл два здания на Гороховской улице (ныне — ул. Казакова): одно — пригодное для экспериментального института, второе — для учебных лабораторий МВТУ. Эти здания были закреплены за ГЭЭИ и МВТУ. Однако совсем скоро помещения ГЭЭИ стали малы для проводимых больших работ. Карл Адольфович выдвигает идею строительства самостоятельного комплекса зданий для института. Проект строительства здания, разработанный под руководством К.А. Круга, был утверждён в 1925 г. Институт получил новое ассигнование (50 тыс. руб. золотом), и Карл Адольфович вновь уезжает за границу, чтобы приобрести новейшие приборы и оборудование. Весной 1927 г. на Красноказарменной улице закладываются два корпуса: для отдела высоких напряжений и машинно-аппаратного.



Рис. 4. Первые здания ВЭИ на Красноказарменной улице

К.А. Кругу удаётся получить ещё 300 тыс. руб. валютой, и в 1928 г. он снова за рубежом закупает оборудование. Закладывает К.А. Круг (конец 30-х годов) ещё один корпус — для электрофизического отдела, а далее — административный, опытный завод и жилые корпуса. Руководя строительством нового

экспериментального института, К.А. Круг не оставлял своим вниманием научную деятельность лабораторий в старом здании ГЭЭИ. Эта громадная работа велась, когда Карл Адольфович был и деканом, и профессором, и членом Госплана и ЦЭС, и т.п. В течение 10 лет он не пользовался отпуском, ибо полагал невозможным оставить без личного руководства и контроля порученные ему ответственные задания. ГЭЭИ продолжал строиться, развиваться и стал базовым научно-исследовательским институтом отечественной электротехнической науки. В 1927 г. институт был переименован во Всесоюзный электротехнический институт (ВЭИ) и перешёл в ведение Министерства электропромышленности. Он стал крупнейшим научным центром, широко известным в нашей стране и мире. Карл Адольфович покидает пост директора, но оставляет за собой научное руководство работами в области ртутных выпрямителей и преобразователей тока. Результаты исследований опубликованы в монографии «Электромагнитные процессы в установках с управляемыми ртутными выпрямителями».



Рис. 5. Здание ЭНИН

В 1933 г. К.А. Круг был избран членом-корреспондентом АН СССР, а с 1937 г. начал работать в Энергетическом институте АН СССР им. Г.М. Кржижановского (ЭНИН) в качестве члена учёного совета; в 1943 г. он создаёт в ЭНИН лабораторию постоянного тока высокого напряжения, которой позднее было присвоено имя К.А. Круга; с 1949 г. заведует электротехническим отделом ЭНИН. В лаборатории постоянного тока во главе большого научного коллектива он занимался проблемой передачи электрической энергии на сверхдальние расстояния постоянным током высокого напряжения. Здесь он работал до конца жизни. В 1947 г. ему удалось добиться организации в системе Министерства электростанций Научно-исследовательского института постоянного тока. В период с 1948 по 1952 г. Карл Адольфович занимался разработкой мощных дуговых вентилей, вопросами управления ими и защиты, а также исследованиями электромагнитных процессов, связанных с выпрямлением и инвертированием тока. Результаты этих работ изложены в его многочисленных статьях.

Научные работы К.А. Круга, проводимые в ВЭИ и затем в ЭНИН АН СССР, несмотря на их очень важное значение, колоссальный объём, а также общественно-

организационная деятельность на самом высоком уровне, составляли лишь одну сторону его многообразной деятельности. Не будет преувеличением сказать, что всю жизнь для Карла Адольфовича самым близким делом было развитие и совершенствование подготовки инженеров-электриков. С 1900 и по 1952 г. включительно основной заботой и предметом его неустанного внимания были электротехнические специализации и развитие электротехнических специальностей в МВТУ, а затем в МЭИ — полвека Карл Адольфович отдал высшей школе. Он работал в МВТУ до 1928 г., после чего, оставив должность декана, продолжал курировать научные и методические работы на факультете, определяя направления его развития. К 1929–1930 учебному году стало ясно, что электротехнический факультет МВТУ не способен удовлетворить возросшие требования к качеству и количеству выпускаемых инженеров-электриков. В 1930 году К.А. Круг вместе с деканом электротехнического факультета Я.Н. Шпильрейном создают Московский энергетический институт. Электротехнический факультет выделяется из состава МВТУ и преобразуется сначала в Высшее энергетическое училище, которое затем, в соединении с энергетическим факультетом Института народного хозяйства имени Г.В. Плеханова, постановлением Правительства преобразуется в Московский энергетический институт. Шпильрейн Я.Н. до конца жизни был профессором, заведующим кафедрой высшей математики, деканом общего и электрофизического факультетов МЭИ. В 1937 году член-корреспондент АН СССР (1933) Шпильрейн Я.Н. был арестован, а в 1938 – расстрелян и исключён из АН СССР. В 1956 году он был реабилитирован. В 1958 году общее собрание АН СССР восстановило Шпильрейна Я.Н. в Академии…

К.А. Круг бессменно, до конца жизни заведует кафедрой теоретических основ электротехники одной из самых крупных в МЭИ (до 1952 г.).



Рис. 6. Кафедра теоретических основ электротехники в 1945 г. В первом ряду, слева направо: А.А. Мухин, С.Г. Кочерянц, К.М. Поливанов, К.А. Круг, В.С. Пантюшин, М.А. Перекалин, В.А. Веников, Н.Н. Якимов, С.А. Страхов, П.А. Ионкин

Карл Адольфович принадлежал к той категории людей, которые оставляют глубокий след в науке и технике, но и не менее глубокий след в душах всех, кто его знал, с ним работал или встречался по каким-либо делам. Всё, за что он брался, он отстаивал с исключительной настойчивостью и всегда добивался блестящего результата. Карл Адольфович оставил после себя кафедру теоретических основ электротехники с очень квалифицированным коллективом преподавателей. Из этого коллектива вышли заведующие кафедрами ТОЭ МЭИ и других вузов. Это профессор К.М. Поливанов, П.А. Ионкин, Т.А. Татур, Р.И. Караев, А.В. Нетушил, С.В. Страхов, Л.А. Бессонов, В.А. Кузовкин, Л.В. Алексейчик. Многие профессора и доценты работали в МЭИ, в других вузах и ведущих научных организациях страны. На групповой фотографии кафедры ТОЭ в 1945 году второй слева Кочерянц Самвел Григорьевич – дважды Герой социалистического труда, Главный конструктор ядерных боеприпасов, лауреат сталинских, ленинской, государственных премий. В 1947 году Кочерянц С.Г. секретным Постановлением ЦК ВКП(б) был привлечён к работе над атомным проектом. Эта фотография единственная не изъятая после его назначения фотография с ним в МЭИ… Учениками Круга К.А. были два знаменитых директора Института проблем управления: академик Виктор Сергеевич Кулебакин (первый директор ИПУ) и академик Вадим Александрович Трапезников, чье имя институт сегодня носит. Да и сам Карл Адольфович академиком не стал только потому, что был русским немцем, а к моменту его возможного избрания в Академию наук началась Великая Отечественная война с Германией, и ему «посоветовали» снять свою кандидатуру с выборов. Ученики — и учёные, и тысячи инженеров, и его книги — это лучшее наследие Карла Адольфовича Круга. Правительство СССР высоко оценило заслуги К.А. Круга, присвоив ему почётное звание «Заслуженный деятель науки и техники РСФСР» и наградив его двумя орденами Ленина, двумя орденами Трудового Красного Знамени, орденом «Знак Почёта» и медалями Советского Союза. Весь творческий путь Карла Адольфовича показывает, что он обладал исключительным чувством нового, умел безошибочно определять будущее новых отраслей электротехники и электроэнергетики. Его девиз «жить — значит работать» убедительно подтверждался даже когда Карл Адольфович перешагнул 75-летний рубеж. На его рабочем столе лежали книги по тензорному исчислению, проблемам автоматического регулирования, физике атомного ядра. Он говорил многим своим ученикам, что нужно следить за развитием науки, «идя не сзади или сбоку», а «идти в ногу и рядом». При всём своём громадном авторитете учёного и педагога Карл Адольфович всегда оставался простым и доброжелательным человеком, готовым оказать всяческую помощь или дать нужный совет, будь перед ним студент, аспирант или преподаватель. В нём сочетались замечательные качества учёного и гражданина. Он был, по выражению Г.М. Кржижановского, «большим трудолюбцем, настоящим стахановцем от науки, прекрасным товарищем, неутомимым организатором, другом молодёжи, бескорыстно преданным своему делу».

Некоторые труды К.А. Круга

1. *Круг К. А.* Теория переменных токов. — М.: 1906, 125 с.
2. *Круг К. А.* . Метод инверсий и круговые диаграммы. — М.: Литографическое издание, 1907, 86 с.
3. *Круг К. А.* Бесколлекторные асинхронные двигатели. — М.: Сила, 1915, 240 с., (всего — 2 издания).
4. *Круг К. А.* Основы электротехники. — М.: Сила, 1916, 469 с., (всего — 6 изданий)
5. *Круг К. А.* Электрификация Центрально-Промышленного района. — М.: Тепловой комитет при Политехническом обществе, 1918, 54 с.
6. *Круг К. А., Рамзин Л. К.* . Электрификация и промышленность Ростова-на-Дону. — Ростов: Госиздат, 1921, 23 с.
7. *Круг К. А.* . Электромагнитные процессы в установках с управляемыми ртутными выпрямителями. — М.: ОНТИ, 1935, 115 с.
8. *Круг К. А.* . Переходные процессы в линейных электрических цепях. — М.— Л.: Госэнергоиздат, 1948, 344 с.
9. *Круг К. А., Петров Г. Н.* Московский ордена Ленина энергетический институт им. В. М. Молотова. - Электричество, 1941, № 2. с. 3-7.
10. *Круг К. А.* Перспективы развития передачи энергии постоянным током высокого напряжения. - Электричество, 1945, № 3, с. 7-12.
11. *Круг К. А.* Как протекала работа ГОЭЛРО Электричество. — 1945. № 12, с. 26-27.
12. *Круг К. А.* Проблема передачи электроэнергии на сверхдальние расстояния. - Электричество, 1946, № 3, с. 3-11.
13. *Круг К. А., Петров Г. Н.* Московский ордена Ленина энергетический институт им. В. М. Молотова. - Электричество,1941, № 2, с. 3-7.

Литература

1. *Белькинд Л.Д.* Карл Адольфович Круг (1873–1952). М.- Л.: Госэнергоиздат, 1956, 48с.Деятели энергетической техники. Биографическая серия.
2. *Бирюков В.Г., Грудинский П.Г., Чиликин М.Г.* Карл Адольфович Круг: к 100-летию со дня рождения. - Электричество, 1973, № 9, с. 1–4.
3. Выдающийся деятель советской электротехники: к столетию со дня рождения Карла Адольфовича Круга. - Электротехника, 1973, № 8, с. 1–3.
4. *Грудинский П.Г., Ионкин П.А.* Карл Адольфович Круг. - Электрические станции, 1973, № 9, с. 88–90.
5. *Демирчян К.С., Миронов В.Г.* Карл Адольфович Круг: к 125-летию со дня рождения. - Вестник МЭИ, 1998, № 6, с. 138–142.
6. *Исакова Е.В.* Основатель советской школы электротехники. – Известия вузов, Энергетика, 2004, № 7, с. 41–42.

7. Круг Карл Адольфович (1873–1952). - Большая Советская Энциклопедия, Издание 3-е, М.: Советская энциклопедия, 1973, т. 13, с. 485.

8. Круг Карл Адольфович (1873–1952), Биографический словарь деятелей естествознания и техники. - М.: Большая советская энциклопедия, 1958, т. 1, с. 458.

9. *Тархова О.А.* Карл Адольфович Круг — основоположник Московской электротехнической школы. - Проблемы культурного наследия в области инженерной деятельности. - Сборник статей, М.: 2007, вып. 5, с. 384–416.

10. *Чиликин М.Г.* К 100-летию со дня рождения К.А. Круга (1873–1973). - Труды МЭИ. - М.: 1974, вып. 171, ч. 1, с. 1–4.

11. *Шнейберг Я.А.* Патриарх московских электротехников Карл Адольфович Круг [1873–1952]. - ЭЛЕКТРО: Электротехника. Электроэнергетика. Электротехническая промышленность, 2002, № 3, с. 48–51.

12. *Демирчян К. С., Миронов В. Г., Шакирзянов Ф. Н.* Карл Адольфович Круг. - МЭИ: история, люди, годы: сборник воспоминаний, т 1, с. 152-167.

13. *Бутырин П.А., Шакирзянов Ф.Н.* Карл Адольфович Круг и московская школа электротехники (К 140 - летию со дня рождения К.А. Круга). - Электричество. - 2013, № 9, с. 63–69.

14. *Шакирзянов Ф.Н.* К.А. Круг: «Жить — значит работать. - «КАБЕЛЬ-news», № 4, 2013, с. 56–65.

15. *Коровкин Н.В.* Академик Владимир Федорович Миткевич. – Электричество, 2022, № 8, с. 65—69.

16. *Шателен М.А.* Русские электротехники XIX века. – Госэнергоиздат, 1955, 431 с.

17. *Демирчян К.С., Нетушил А.В.* Развитие теоретических основ электротехники за 60 лет Советской власти. – Электричество, 1977, № 12, с. 3—11.

18. *Шакирзянов Ф.Н.* Карл Адольфович Круг (К 150-летию со дня рождения). – Электротехника. – 2023, № 7, с. 64–71.

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)*

УДК 537.528:53.097:546.05:537.6.8

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ФЕРРИТОВ $CoFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$, $CuFe_2O_4$, ПОЛУЧЕННЫХ В УСЛОВИЯХ ПОДВОДНОЙ ПЛАЗМЫ

М.Н. Шипко[1], М.А. Степович[2], А.В. Хлюстова[3], А.В. Агафонов[3], Н.А. Сироткин[3], Е.С. Савченко[4]

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

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

[3]Институт химии растворов им. Г.А. Крестова РАН, Иваново, Россия

[4]Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

E-mail: michael-1946@mail.ru

В работе представлены исследования кристаллической структуры, морфологии и магнитных свойств порошков нанокомпозитов на основе переходных металлов Ni, Co, Cu, Fe, впервые синтезированных в условиях подводной плазмы. Полученные результаты указывают на возможность синтеза нанокомпозитов с заданным содержанием ферритов $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$, $Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$, обеспечивающих низкие значения ширины линии ферромагнитного резонанса, а также ε-Fe_2O_3, проявляющего высокочастотный резонанс в миллиметровом диапазоне электромагнитного излучения.

Ключевые слова: подводная плазма, синтез наночастиц ферритов, кристаллическая структура, магнитные свойства.

Введение

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

Методы синтеза наночастиц

В работе синтез структур проводился с использованием двух- и трёхэлектродных систем. В двухэлектродной системе подводный импульсный разряд постоянного тока инициировался между двумя металлическими электродами диаметром 1 мм, погруженными в дистиллированную воду. Электроды помещались в керамическую трубку диаметром 7 мм, что позволяло установить постоянное межэлектродное расстояние 1,5 мм. Для возбуждения разряда использовался источник постоянного тока с выходным напряжением до

5 кВ и балластный резистор 0,5 кОм. Средние значения тока разряда составляли 0,25 и 0,5 А. Все эксперименты проводились в ячейке с фиксированным объемом раствора 200 мл. В качестве электродов использовались стержни из Fe и Co, (ООО «Цветметсплав», Россия, чистота 99,99%). Полярность материалов электродов варьировалась.

В трёхэлектродной системе двойной подводный разряд зажигался между тремя металлическими стержнями, помещенными в керамическую трубку диаметром 9 мм. В качестве электродов в экспериментах использовались стержни из железа, меди и никеля диаметром 1,0 мм и чистотой 99,99%. Электроды располагались в вершинах равностороннего треугольника. Общий катод из Ni расположен в вершине треугольника, а два анода из Cu и Fe – в основаниях. Расстояние между анодами составляло 7 мм, между анодом и катодом – 4 мм. Для возбуждения двойного разряда использовались два независимых оригинальных источника питания постоянного тока с выходным напряжением до 5 кВ и балластными резисторами сопротивлением 500 Ом. Значения падения напряжения между двумя парами анод – общий катод регистрировались с помощью многоканального цифрового осциллографа Hantek-4104B (Hantek, Китай) и затем обрабатывались на компьютере. Схема измерения напряжения включала в себя два делителя напряжения ДНВ-80 (ООО «Электропром», Россия) с коэффициентом деления 1:1000, которые использовались для измерения падения напряжения. Осциллограммы тока на общем катоде также измерялись с помощью осциллографа. Полный ток двойного разряда составлял 0,5 А, при этом ток между никелевым катодом и железным анодом 0,35 А, а между медным анодом и общим никелевым катодом – 0,15 А.

Методы исследований синтезированных наночастиц

Распределение наночастиц $CoFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$, $CuFe_2O_4$ по размерам изучалось методами растровой электронной микроскопии и динамического рассеяния света. Кристаллическая структура и фазовый состав композитов изучались методами дифракции рентгеновских лучей и мёссбауэровской спектроскопии. Параметры петель магнитного гистерезиса определены при T=300 К в магнитном поле напряженностьюдо 20 кЭ.

Результаты исследований синтезированных наночастиц

В результате рентгеноструктурных исследований установлено, что в синтезированных порошках присутствуют наночастицы оксидов α-Fe_2O_3, γ-Fe_2O_3, ε-Fe_2O_3, Fe_3O_4, ферриты со структурой шпинели $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$, $Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$ – см. рис. 1. Морфология синтезированных наночастиц существенно зависит от условий синтеза. В качестве примера на рис. 2 приведены микрофотографии наночастиц, полученные в растровом электронном микроскопе, при различных условиях синтеза.

По данным рентгеноструктурного анализа и мёссбауэровской спектроскопии, частицы ферритов имеют нестехиометрический состав. Степень нестехиометрии ферритов, их содержание в композите зависят от силы тока

разряда. Это отчетливо сказывается на параметрах решетки синтезированных ферритов и распределении частиц по размерам (табл. 1, рис. 3).

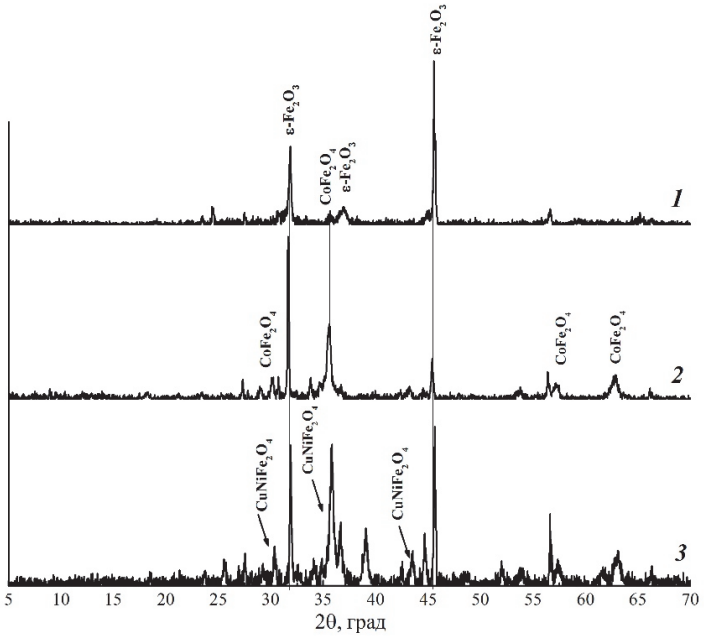


Рисунок 1 – Рентгенограммы полученных структур: 1 – Fe анод, Co катод;
2 – Co анод, Fe катод; 3 – Ni катод, Fe, Cu аноды

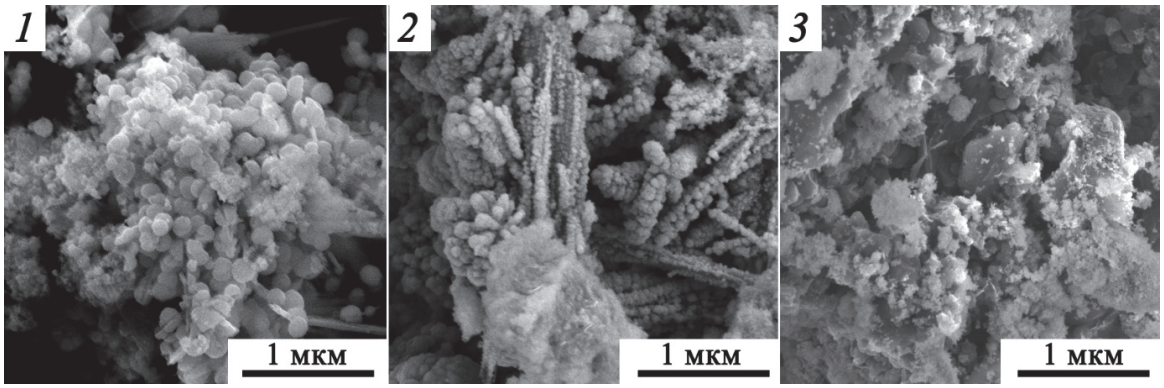


Рисунок 2 – Микрофотографии наночастиц, полученных при различных условиях их синтеза:
1 – Fe анод, Co катод, ток разряда 0,25 А; 2 – Co анод, Fe катод, ток разряда 0,25 А;
3 – трехэлектродная система: Fe анод, Ni и Cu катоды, ток разряда 0,25 А

Таблица 1 – Значения параметров кристаллической решетки *a* и размеры *D* нанокристаллитов ферритов $CoFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$, $Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$ в композитах, синтезированных при силе тока разряда 0,25 А и различных полярностях электродов

Феррит	$CoFe_2O_4$, Fe-анод	$CoFe_2O_4$, Fe-катод	$NiFe_2O_4$, Fe-анод	$NiFe_2O_4$, Fe-катод	$Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$, Ni-катод
a, Å	8,36	8,35	8,42	8,49	8,32
D, нм	68,79	25,47	56,38	30,64	21,98

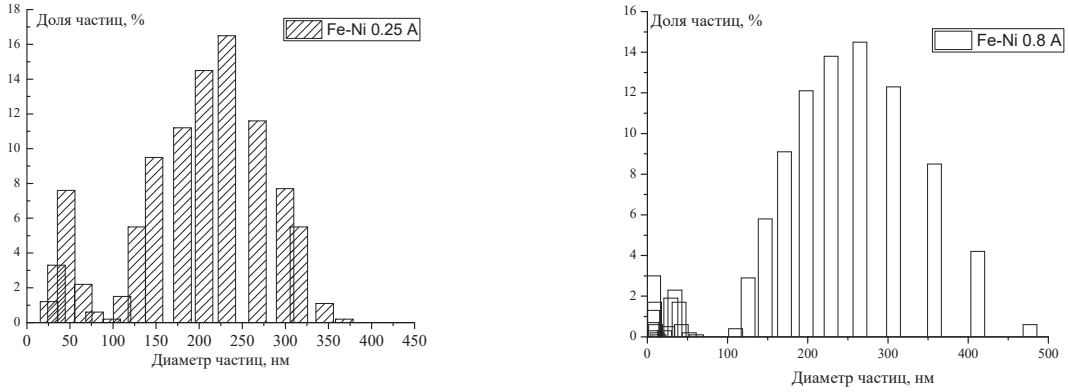


Рисунок 3 – Распределения частиц по размерам в анодной фазе нанокомпозита, содержащего $NiFe_2O_4$, полученные методом динамического рассеяния света: левый рисунок – сила тока разряда 0,25 А; правый рисунок – сила тока разряда 0,8 А

Наблюдаемые изменения в фазовом составе нанокомпозитов и размерах кристаллитов сказываются на их магнитных параметрах: напряжённости поля анизотропии H_a, намагниченности насыщения M_s, остаточной намагниченности M_r, коэрцитивной силе H_c, прямоугольности петли магнитного гистерезиса M_r/M_s. В табл. 2 приведены в качестве примера наиболее информативные параметры петель магнитного гистерезиса для композитов на основе наночастиц феррита $NiFe_2O_4$.

Таблица 2 – Параметры петель магнитного гистерезиса для нанокомпозитов, содержащих наночастицы феррита $NiFe_2O_4$, синтезированных в условиях подводной плазмы при различных значениях тока разряда и полярности электродов

№ опыта	Материал катода	Сила тока разряда, А	Напряжённость поля анизотропии H_a, А/м	Удельная намагниченность насыщения M_s, А $м^2$/кг	Коэрцитивная сила H_c, кА/м	Коэффициент прямоугольности M_r/M_s
1	Fe	0,25	7987	1,21	22,0	0,092
2	Fe	0,8	2220	9,67	8,7	0,127
3	Ni	0,25	3405	12,61	9,2	0,076
4	Ni	0,8	2792	1,87	14,5	0,067

Видно, что все композиты характеризуются низкими значениями намагниченности насыщения ввиду проявления суперпарамагнетизма, малых размеров частиц и присутствия наночастиц оксидов железа α-Fe_2O_3, ε-Fe_2O_3 [2].

Вместе с тем присутствие большого количества наночастиц оксида ε-Fe_2O_3 в композите (опыт 1) обеспечивает относительно высокие значения напряженности

поля анизотропии H_A и коэрцитивной силы [3]. При этом значения M_z/M_s, которые изменяются в пределах 0,067-0,127, существенно меньше ожидаемых значений для однодоменных изолированных частиц [4]. Более того, магнитные свойства композитов существенно зависят от силы тока разряда, определяющей содержание ферритов в композите. Следовательно, при одном и том же способе синтеза сила тока разряда и, как следствие, температура плазмы, оказывают влияние на скорость миграции ионов Ni, Co и Cu в координационные полиэдры оксидов железа, а также на скорость роста частиц, их морфологию.

Заключение

Полученные результаты указывают на возможность синтеза нанокомпозитов с заданным содержанием ферритов $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$, $Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$, обеспечивающих низкие значения ширины линии ферромагнитного резонанса, а также ε-Fe_2O_3, проявляющего высокочастотный резонанс в миллиметровом диапазоне электромагнитного излучения [5], используемого в качестве рабочей среды наномагнитных логических устройств [3].

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

Список литературы

1. Хлюстова А.В., Шипко М.Н., Сироткин Н.А., Агафонов А.В., Степович М.А. Об использовании низкотемпературной плазмы в контакте с жидкостью для получения наноструктурированных оксидов железа // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 5. С. 614-620.

2. Duque J.G.S., Souza E.A. Meneses C., Kubota L.T. Magnetic properties of $NiFe_2O_4$ nanoparticles produced by a new chemical method // Physica B. Condensed Matter. 2007. Vol. 398. No. 2. P. 287-290. DOI: 10.1061/j.physb.2007.04.030

3. Дмитриев А.И. Наночастицы экзотического эпсилон-оксида железа (III) как рабочая среда наномагнитных логических устройств // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 5. С. 805-811. DOI: 10.17586/2226-1494-2017-17-5-805-811

4. Федосюк В.М., Миргород Д.А. Исследование структуры и магнитных свойств феррита кобальта, никеля и марганца, синтезированных в системе прямых мицелл додецилсульфата натрия // Весці нацыянальнай Акадэміі навук Беларусі. Серыя Фізіка-тэхнічных навук. 2016. № 1. С. 93-98.

5. Mazaleyrat F., Varga L.K. Ferromagnetic nanocomposites // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2000. Vol. 215. P. 253-259.

MAGNETIC PROPERTIES AND STRUCTURE FEATURES OF NANOCOMPOSITES BASED ON FERRITES $CoFe_2O_4$, $NiFe_2O_4$, $CuFe_2O_4$ OBTAINED UNDER UNDERWATER PLASMA CONDITIONS

M.N. Shipko[1], M.A. Stepovich[2], A.V. Khlustova[3], A.V. Agafonov[3], N.A. Sirotkin[3], E.S. Savchenko[4]

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

[2]Tsiolkovsky Kaluga State University, Kaluga, Russia

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

[4]National Research Technological University "MISA", Moscow, Russia

E-mail: michael-1946@mail.ru

The paper presents studies of the crystal structure, morphology and magnetic properties of nanocomposite powders based on transition metals Ni, Co, Cu, Fe, first synthesized under underwater plasma conditions. The results obtained indicate the possibility of synthesizing nanocomposites with a given content of ferrites $NiFe_2O_4$, $CoFe_2O_4$, $Ni_{1-x}Cu_xFe_2O_4$, which provide low values of the ferromagnetic resonance linewidth, as well as ε-Fe_2O_3, which exhibits high-frequency resonance in the millimeter range of electromagnetic radiation.

Key words: underwater plasma, synthesis of ferrite nanoparticles, crystal structure, magnetic properties.

УДК 53.098

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КОЛЬЦЕВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ METGLAS-PZT-Ni ПРИ ЦИРКУЛЯРНОМ НАМАГНИЧИВАНИИ

В.И. Мусатов, Ф.А. Федулов, Д.В. Савельев,
Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов
МИРЭА – Российский технологический университет, Россия, Москва
E-mail: musatov.v.i@mail.ru

В работе исследованы магнитоэлектрические (МЭ) характеристики кольцевой гетероструктуры Metglas-ЦТС-Ni при её резонансном возбуждении переменным магнитным полем. Использование кольцевой геометрии с магнитными слоями, имеющими разный знак магнитострикции, привело к увеличению МЭ коэффициента по сравнению с двухслойной кольцевой гетероструктурой, имеющей только один магнитный слой с положительной магнитострикцией. На частоте радиальных колебаний структуры при циркулярном намагничивании получен МЭ коэффициент 6.4 В/(Э·см) и чувствительность к переменному полю 0.6 В/Э при постоянном поле смещения 2 Э.
Ключевые слова: магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэффект, кольцевая гетероструктура.

Введение

Магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в гетероструктурах, состоящих из механически соединённых ферромагнитных (ФМ) и пьезоэлектрических (ПЭ) слоёв, проявляются в генерации электрического напряжения под действием внешнего магнитного поля. Величина эффекта характеризуется соответствующим коэффициентом $\alpha_E = (u/b)/h$, где u – напряжение, генерируемое пьезоэлектриком толщиной b в переменном магнитном поле амплитудой h [1].

В последние годы вырос интерес к МЭ эффектам в кольцевых гетероструктурах [2-3], которые могут найти применение в датчиках переменного тока [4] и управляемых индукторах [5]. В этой связи представляет интерес исследовать возможности улучшения характеристик МЭ эффекта за счёт использования кольцевых структур с магнитными слоями с разными знаками магнитострикции, что позволит увеличить значение генерируемого МЭ напряжения за счет больших деформаций ПЭ слоя. Опубликовано всего несколько работ на эту тему. В [6-7] исследовали МЭ эффекты в цилиндрических гетероструктурах FeCo-PZT-Ni и Ni-PZT-FeCo, изготовленных методом электролитического осаждения и намагниченных вдоль или поперёк оси цилиндра. Продемонстрировано увеличение МЭ эффекта в таких гетероструктурах по сравнению со структурами, содержащими только слои никеля или пермендюра. Показано также, что наибольший МЭ эффект в кольцевых структурах имеет место, когда возбуждающее магнитное поле и постоянное магнитное поле направлены циркулярно [3]. В этом случае из-за отсутствия размагничивания, максимальный МЭ эффект наблюдается в меньших постоянных полях.

В данной работе впервые исследован резонансный МЭ эффект в несимметричной трёхслойной кольцевой гетероструктуре, содержащей радиально

поляризованное кольцо из цирконата-титаната свинца (ЦТС-19), на внутреннюю и внешнюю поверхности которого нанесены слой Ni и аморфного сплава Metglas, соответственно, обладающие магнитострикцией разных знаков.

1. Описание исследованной структуры и методики измерения

Схематическое изображение представлено на рис.1. ПЭ кольцо изготовлено из пьезокерамики состава $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ (ЦТС-19), имеет внутренний диаметр 16 мм, толщину 1 мм и ширину 5 мм, и поляризовано радиально. На внешнюю и внутреннюю поверхности ПЭ кольца нанесены Ag-электроды. Пьезомодуль ЦТС-19 равен d_{31}= ─175 пКл/Н, диэлектрическая проницаемость ε = 1750. На внешнюю сторону ПЭ кольца приклеена с помощью цианоакрилатного клея лента ФМ из аморфного сплава FeBSiC (Metglas 2605SA1) длиной 50.2 мм, шириной 5 мм и толщиной 27 мкм. Metglas обладает положительной магнитострикцией насыщения $\lambda_S \approx 25\cdot10^{-6}$, имеет магнитную проницаемость $\mu \approx 10^4$. На внутренний электрод ЦТС-кольца методом электролитического осаждения нанесён слой никеля толщиной 34 мкм. Осаждение Ni проводили в растворе электролита Bright Nickel Bath WN1 (WIELAND Edelmetalle GmbH) на основе $NiSO_4$ и $NiCl_2$ в течение 150 мин при комнатной температуре и плотности тока 1 А/дм^2. Внутренний магнитный слой характеризуется отрицательной магнитострикцией $\lambda_S \approx -30\cdot10^{-6}$.

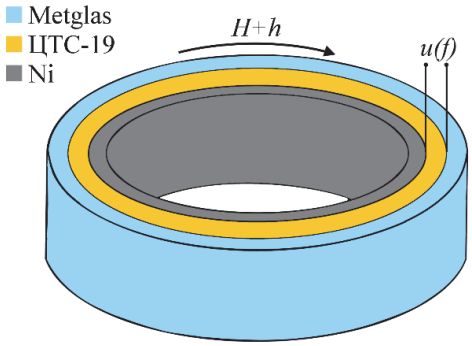


Рисунок 1 – Схематическое изображение кольцевой гетероструктуры

Исследование МЭ эффекта в кольцевой гетероструктуре происходило следующим образом. Образец помещали в пластиковый корпус, вокруг которого медным проводом диаметром 0.2 мм наматывали две тороидальные катушки по 90 витков каждая. Одна катушка создавала постоянное циркулярного магнитное поле H = 0-30 Э при пропускании через нее тока I до 1.3 А от источника питания TDK Lambda GENH600-1.3. Вторая катушка создавала переменное циркулярное магнитное поле $h\cos(2\pi ft)$ с амплитудой h = 0-4 Э и частотой f = 0-100 кГц при пропускании через нее тока i с амплитудой до 0.2 А от генератора Aglient 33210A. Величины создаваемых полей оценивали аналитически при помощи формулы для расчёта магнитного поля, создаваемого тороидальной катушкой. Генерируемое между электродами ПЭ кольца МЭ напряжение u измеряли вольтметром АКIP 2401 с входным импедансом 10 МΩ. Измеряли зависимости генерируемого МЭ напряжения u от частоты f и амплитуды h возбуждающего поля и постоянного поля H.

2. Результаты и обсуждение

На рис. 2 показана зависимость амплитуды u генерируемого МЭ напряжения от частоты f переменного поля амплитудой h = 1 Э при оптимальном постоянном поле намагничивания $H_m \approx 2.1$ Э. Видно резонансное увеличение МЭ напряжения $u \approx 635$ мВ на частоте $f_{res} \approx 57.6$ кГц, соответствующее радиальной моде колебания гетероструктуры. Соответствующий МЭ коэффициент составил $\alpha \approx 6.4$ В/(Э·см). Полученное значение МЭ коэффициента для кольцевой гетероструктуры Metglas-PZT-Ni того же порядка, что и МЭ коэффициент для структуры Ni-PZT-FeCo [6] и в 2.2 раза больше, чем у двухслойной кольцевой гетероструктуры ЦТС-Metglas [8]. Добротность резонанса, рассчитанная как $Q = f_{res}/\Delta f$, где f_{res} – резонансная частота, а Δf – ширина пика на высоте $0.707u_{max}$, составила $Q \approx 105$.

Оценка резонансной частоты МЭ структуры провели по формуле [9]: $f_{res} = 1/(2\pi r)\cdot(Y/\rho)^{0.5}$, где r – средний радиус кольца, Y и ρ – эффективные модуль Юнга и плотность образца. Эффективные параметры определены с учетом значений Y_i и ρ_i для каждого материала и объёмов слоев $Y = \sum Y_i V_i / \sum V_i$ и $\rho = \sum \rho_i V_i / \sum V_i$. Подставляя параметры (ЦТС: $Y_1 = 5.9\cdot10^{10}$ Па, $\rho_1 = 7.4\cdot10^3$ кг/м^3; Metglas: $Y_2 = 18.6\cdot10^{10}$ Па, $\rho_2 = 8.2\cdot10^3$ кг/м^3; Ni: $Y_3 = 21.5\cdot10^{10}$ Па, $\rho_3 = 8.9\cdot10^3$ кг/м^3) и толщины слоев, получим f_3 = 56.1 кГц. Рассчитанная резонансная частота хорошо совпадает с измеренной.

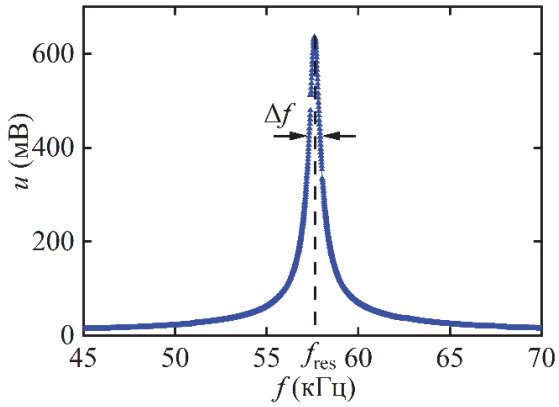


Рисунок 2 – Зависимость МЭ напряжения от частоты переменного магнитного поля амплитудой h = 1 Э

На рис. 3 приведена зависимость МЭ напряжения u от постоянного поля H, измеренная на резонансной частоте в переменном магнитном поле амплитудой h = 1 Э. Кривая $u(H)$ имеет классический вид, который определяется зависимостью пьезомагнитного коэффициента $q = \partial\lambda/\partial H$, где $\lambda(H)$ – зависимость магнитострикции от магнитного поля H. В трёхслойной гетероструктуре внешний слой Metglas с $\lambda > 0$ - растягивает кольцо, а внутренний слой Ni с $\lambda < 0$ сжимает кольцо. В результате радиальная деформация ПЭ пьезокольца возрастает, что приводит к увеличению МЭ напряжения по сравнению с двухслойной кольцевой гетероструктурой, состоящей из ЦТС-19 и аморфного магнитного сплава Metglas.

Отметим также, что для кольцевой гетероструктуры Metglas-ЦТС-Ni максимальный МЭ эффект имеет место при слабом постоянном поле $H_m \approx 2$ Ое, на 2 порядка меньше, чем оптимальное поле ~190 Ое для гетероструктуры Ni-PZT-FeCo [6]. Такое уменьшение H_m обусловлено малой величиной поля насыщения

Metglas и создает преимущества использования структур со слоями Metglas за счет снижения затрат на создание поля смещения.

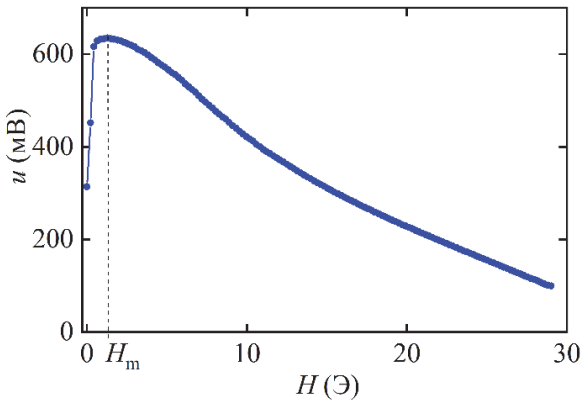


Рисунок 3 – Зависимость МЭ напряжения u от постоянного поля H для на резонансной частоте при возбуждающем поле h = 1 Э

На рис.4 приведена зависимость МЭ напряжения u от амплитуды возбуждающего поля h на частоте резонанса при оптимальном поле H = 2.1 Э. Зависимость имеет линейный вид в диапазоне от нуля до $h \approx 3.8$ Ое. Ограничение линейного участка $u(h)$ с ростом поля возникает из-за процессов генерации гармоник напряжения 2-го и высших порядков. Чувствительность трёхслойной структуры Ni-ЦТС-Metglas к переменному магнитному полю составила $u/h \approx 0.60$ В/Э, что несколько раз выше, чем у кольцевой гетероструктуры Metglas-ЦТС ($u/h \approx 0.28$ В/Э) [8].

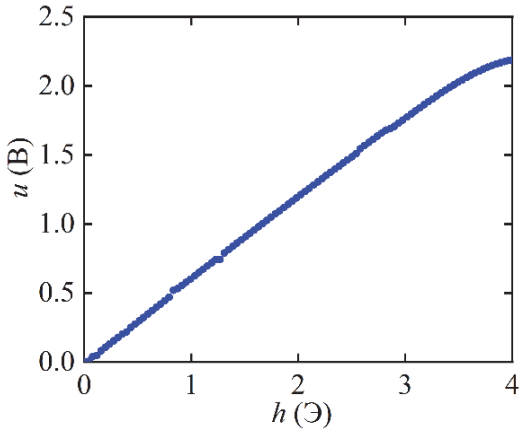


Рисунок 4 – Зависимость МЭ напряжения u от переменного поля h в оптимальном поле смещения H_m = 2.1 Э на резонансной частоте

Заключение

Исследован резонансный магнитоэлектрический (МЭ) эффект в кольцевой структуре никель - цирконат титанат свинца - аморфный сплав Metglas. Использование трёхслойной кольцевой гетероструктуры привело к увеличению МЭ эффекта по сравнению с двухслойной кольцевой гетероструктурой. На частоте радиальных колебаний структуры при циркулярном намагничивании получен МЭ

коэффициент 6.4 В/(Э·см) и чувствительность к переменному полю 0.6 В/Э при постоянном поле смещения 2 Э.

Исследование выполнено при финансовой Российского научного фонда, грант № 19-79-10128-П, образец изготовлен при поддержке гранта «Для молодых учёных 2022-2023» РТУ МИРЭА.

Список литературы

1. Ryu J. et al. Magnetoelectric effect in composites of magnetostrictive and piezoelectric materials // Journal of electroceramics. 2002. V. 8. P. 107-119.
2. Bi K. et al. Magnetoelectric cylindrical layered composite structure with multi-resonance frequencies // Science China Technological Sciences. 2013. T. 56. P. 2572-2575.
3. Wu G., Zhang R. Giant circumferential magnetoelectric effect in Pb (Zr, Ti) O3/Mn-Zn-ferrite cylindrical composite // Sensors and Actuators A: Physical. 2021. V. 330. P. 112845.
4. Ge B. et al. Ultra-low anisotropy magnetoelectric sensor in ferrite/piezoelectric toroidal composites // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 564. P. 170115.
5. Fetisov L. Y. et al. Circular Magnetoelectric Heterostructure Based Inductor Tuned with Magnetic and Electric Fields // Journal of Communications Technology and Electronics. 2021. V. 66. P. 1402-1412.
6. Hong H., Bi K., Wang Y. G. Magnetoelectric performance in Ni/Pb (Zr, Ti) O3/FeCo trilayered cylindrical composites // Journal of alloys and compounds. 2012. V. 545. P. 182-185.
7. Ge X. H. et al. Diameter and sequence effects on magnetoelectric effect in FeCo/Pb (Zr, Ti) O3/Ni trilayered long cylindrical composite structures // Journal of Alloys and Compounds. 2018. V. 752. P. 303-307.
8. Savelev D. V. et al. Nonlinear resonant magnetoelectric effect in a circumferentially magnetized ferromagnetic–piezoelectric ring heterostructure // Applied Physics Letters. 2023. V. 122. №. 19.
9. Timoshenko S. Vibration Problems in Engineering, Reprint ed.; Wolfenden Press: New York, 2007, P. 476.

MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A CIRCUMFERENTIALLY MAGNETIZED METGLAS-PZT-NI RING HETEROSTRUCTURE

V.I.Musatov, F.A. Fedulov, D.V. Savelev, L.Yu. Fetisov, Yu.K. Fetisov
RTU MIREA, Russia, Moscow
E-mail: musatov.v.i@mail.ru

The magnetoelectric (ME) characteristics of the ring-type heterostructure Metglas-PZT-Ni under resonant excitation have been studied. The use of a ring geometry with magnetic layers with positive and negative magnetostriction resulted in an increase in the ME coefficient compared to a two-layer ring heterostructure with only one positive magnetostriction magnetic layer. At the frequency of radial acoustic oscillations of the structure during circular magnetization, an ME coefficient of 6.4 V/(Oe·cm) and an ac field sensitivity of 0.6 V/Oe were obtained for a permanent bias field of 2 Oe.
Key words: magnetoelectric effect, magnetostriction, piezoelectric effect, ring heterostructure.

УДК 621.365.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТРЁХСЛОЙНОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЕ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ ОПЛАВЛЕНИИ ПРОВОДЯЩИХ ПОКРЫТИЙ СТАЛЬНЫХ ДЕТАЛЕЙ

А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, С.С. Кондрашов, Ф.Р. Сулейманов, А.И. Василенко
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: lepeshkin.ar@gmal.com

Приведены результаты моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в трехслойной проводящей среде при индукционном нагреве цилиндрической стальной детали с оплавлением проводящего покрытия с использованием метода конечных элементов. Получены поверхностные распределения плотности тока в покрытии и верхнем слое стальной детали, расположенной внутри трехвиткового индуктора. Проведен анализ распределения плотности тока по глубине покрытия и детали на частоте 66 кГц с учётом разных температур и магнитных свойств детали и покрытия в разные моменты времени индукционного нагрева с учётом двух точек Кюри и режимов нагрева двухслойного и трехслойного тела.

Ключевые слова: электромагнитное поле, индукционный нагрев, деталь, проводящее покрытие, двухслойное и трехслойное тело, частота тока.

Введение

В настоящее время проблема защиты металлов от коррозионных процессов не теряет своей актуальности. Темпы развития многих отраслей промышленности тормозятся в связи с нерешенными вопросами борьбы с коррозией. Предъявляются все более высокие требования к эксплуатации технологического оборудования и металлоконструкций. Всё чаще в производстве технологический процесс требует применения высоких температур, давлений и агрессивных сред. Это заставляет осуществлять поиск технологий, которые бы позволили обеспечить существенное повышение ресурса работоспособности металлических деталей в агрессивных средах. Нанесение на поверхность металла покрытий, улучшающих их эксплуатационные характеристики - один из наиболее перспективных и эффективных способов борьбы с коррозией. Ввиду этого, анализ методов нанесения покрытий показывает, что одним из самых простых в реализации, эффективных, и, что немаловажно, экономичных способов является газопламенное порошковое напыление [1-6]. Однако этот способ нанесения покрытия имеет и свои недостатки. Покрытие, полученное в результате напыления, по своей структуре является в значительной степени пористым. В некоторых случаях это свойство можно использовать, но чаще требуются плотные покрытия с низким содержанием пор, в том числе для упрочнения детали и повышения износостойкости. Существенным недостатком газопламенных покрытий также является их относительно невысокая адгезионная прочность. Эффективное влияние на эти факторы может оказать последующее дополнительное высокоэнергетическое

воздействие концентрированным источником энергии на напыленные покрытия для улучшения их качественных показателей.

Проведен сравнительный анализ, который позволил установить, что в условиях комбинированной обработки наиболее предпочтительным способом температурного воздействия на напыленные покрытия является индукционный нагрев токами средней и высокой частоты [7-10]. Он имеет характерное преимущество: оплавление происходит непосредственно в узкой зоне сцепления поверхности с покрытием без нагрева самого изделия.

В данной работе рассматривается формирование защитного проводящего покрытия с улучшенными прочностными свойствами на стальной цилиндрической детали путём его оплавления с применением способа индукционного нагрева, который еще недостаточно изучен в этом технологическом процессе, что является очень актуальной задачей. Такие защитные покрытия можно использовать на поверхности штоков гидроцилиндров промышленных механизмов в горнодобывающей, авиационной промышленности, энергетике и других отраслях.

Для разработки и совершенствования технологии нанесения и формирования указанных защитных покрытий необходимо провести моделирование и исследования параметров электромагнитного поля в цилиндрической стальной детали с оплавлением коррозионно-стойкого проводящего покрытия, имеющего ферромагнитные свойства, при индукционном нагреве с учетом двух точек Кюри и режимов нагрева двухслойного и трехслойного тела.

Результаты исследований

В качестве объекта исследования и моделирования выбрана индукционная установка [10], которая в данной работе используется для оплавления напыленного коррозионно-стойкого проводящего покрытия Castolin Eutalloy RW 12496 цилиндрической заготовки из стали 45. В ходе нагрева электропривод с асинхронным двигателем осуществляет вращение детали, чтобы обеспечить равномерность получаемого покрытия и распределения температурного поля. По результатам математического моделирования системы «индуктор-загрузка» необходимо подобрать оптимальный температурный режим нагрева детали с оплавлением проводящего покрытия, учитывающий также и возникновение температурных напряжений.

Для решения электромагнитной задачи используем известные входные данные – геометрию модели, электрофизические свойства детали и покрытия. Моделируемые объекты являются телами вращения, поэтому решаем двумерную осесимметричную задачу. Для решения задач используем программы ELCUT и Comsol и примем следующие допущения:

1. Деталь с покрытием вращается со скоростью 400 об/мин и это обеспечивает равномерное распределение покрытия.

2. Производитель покрытий фирма “Castolin” не приводит никаких данных касательно электропроводности и магнитной проницаемости порошка Eutalloy RW 12496. Измерение этих показателей является довольно трудной технической задачей. Обращаясь к данным современных исследований аналогичных порошков

системы Ni-Cr-B-Si-Fe примем электропроводность порошкового проводящего покрытия равной $2 \cdot 10^{-6}$ Ом·м.

Никель обладает высокой магнитной проницаемостью. Однако точка Кюри для никеля составляет 358 °С, а эта температура при использовании режимов индукционного нагрева достигается в начале нагрева.

Особенность создания геометрической модели в ELCUT – наличие внешней границы, представляющего собой полуокружность. Оно вводится для определения граничных условий. Решением электромагнитной задачи являются результаты расчета вихревых токов, индуцированных переменным магнитным полем индуктора в проводящем покрытии и детали, а также распределение напряженности электрического и магнитного поля и тепловыделения. Исходными данными для решения являются геометрические параметры модели, ток и частота индуктора, свойства материалов.

Важной особенностью электромагнитной задачи является наличие в рассчитываемой модели ферромагнитного материала – заготовка из стали 45. Для расчета параметров электромагнитного поля в этом случае возникает необходимость использовать нелинейный анализ. Он позволяет с определенной точностью оценить поведение системы с ферромагнитными сердечниками, которые иначе потребовала бы использования ресурсоемкого моделирования электромагнитного переходного процесса. Для применения нелинейного анализа была задана кривая намагничивания для стали 45.

На границе расчетной области положим, что происходит полное затухание поля. Таким образом, определим поведение нормальной составляющей индукции на границе, и укажем, что векторный магнитный потенциал $A_0 = 0$ на граничном ребре модели. Граничные условия – условие Дирихле для границы расчетной области A=0.

На рис. 1 показана расчетная конечно-элементная область, которая содержит граничные условия, воздушную среду, индуктор и деталь. Сетка конечных элементов является неравномерной для улучшения точности результатов в области оплавляемого покрытия. Число узлов сетки – около 160000.

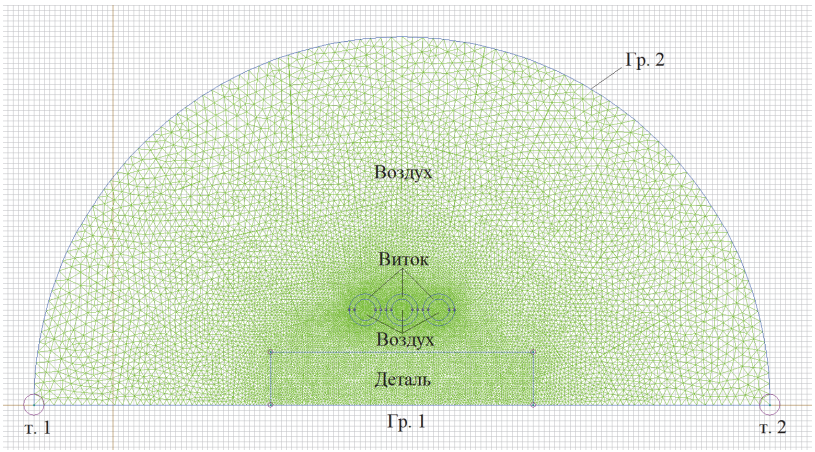


Рисунок 1 – Расчетная область в пакете ELCUT

Расчетное распределение плотности тока и линий магнитной индукции при частоте тока 66 кГц представлены на рис. 2 по результатам расчета в программе Comsol. Из рис. 2 видно, что максимум плотности тока наблюдается внутри области трехвиткового индуктора. Распределение плотности тока по сечению катушки не является равномерным: ток течет в основном по внутренней поверхности индуктора.

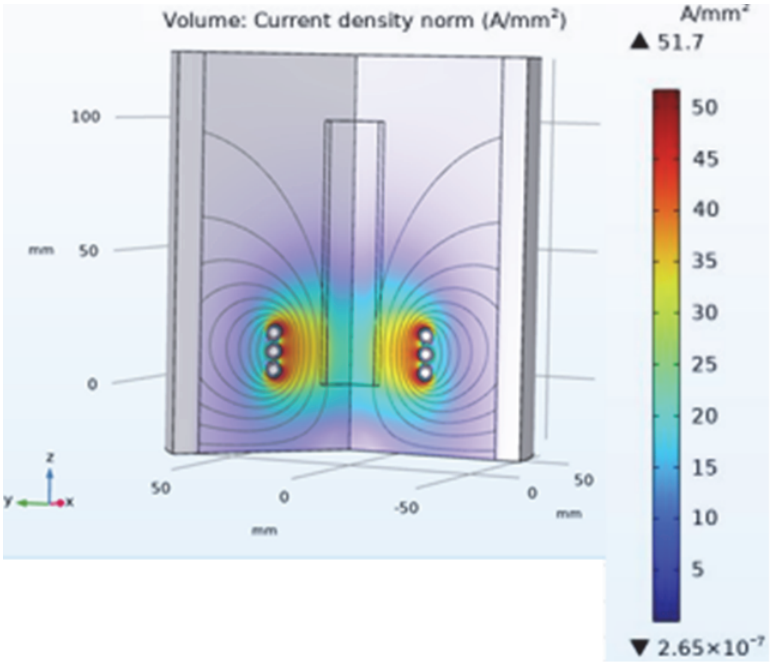
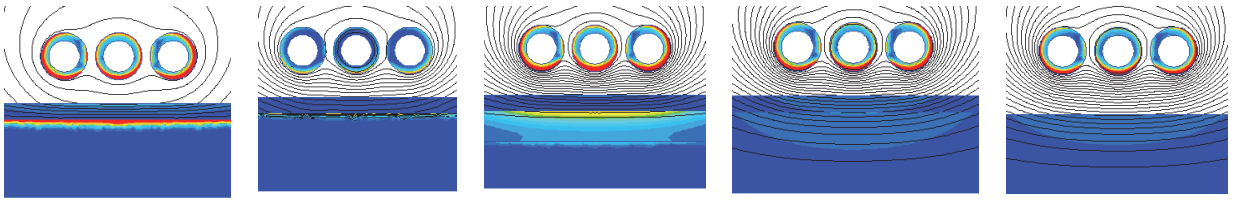


Рисунок 2 – Распределение плотности тока и линий магнитной индукции

В пакете программ Elcut также были получены распределения плотности тока по глубине покрытия и заготовки на частоте 66 кГц с учётом изменения температуры в пределах от 20 °С до 1080 °С и магнитных свойств заготовки и покрытия в разные моменты времени индукционного нагрева с учётом двух точек Кюри. Следует отметить, что температура оказывает существенное влияние на электрофизические характеристики (удельное электрическое сопротивление и относительная магнитная проницаемость) как материала покрытия, так и материала основной детали. Это приводит к тому, что электрические и энергетические характеристики системы «индуктор – деталь с покрытием» по ходу нагрева и оплавления покрытия изменяются непрерывно. Кроме того, изменение структуры покрытия при его оплавлении оказывает дополнительное влияние на электрические и энергетические характеристики, поскольку приводит к перераспределению плотности тока в покрытии из-за изменения его толщины и снижения пористости. Можно выделить четыре характерных электрических режима индукционного нагрева детали с покрытием. На рис. 3 (*а*, *б*, *в*, *г*) представлены распределения плотности тока по глубине покрытия и заготовки на частоте 66 кГц в зависимости от температуры, характеризующие эти режимы и полученные расчетным путем в программе Elcut.



а) *б)* *в)* *г)* *д)*

Рисунок 3 – Распределения плотности тока по глубине покрытия и детали при температуре:
а - 20 °С, *б* - 358 °С, *в* - 800 °С, *г* - 1080 °С, *д* - 1080 °С (без покрытия)

Рис. 3,*а* соответствует интервалу температур от начальной температуры 20 °С до температуры точки Кюри материала покрытия 358 °С. В этом случае материалы покрытия и детали обладают ферромагнитными свойствами, поскольку температуры точек Кюри как материала детали (сталь 45), так и материала покрытия, содержащего в своем составе ферромагнитный никель, больше температуры нагрева. Из результатов расчета распределения плотности тока на рис. 3,*а* видно, что в рассматриваемом температурном диапазоне загрузка (заготовка с нанесенным покрытием) должна рассматриваться как двухслойное проводящее тело, поскольку электрофизические свойства материала заготовки и покрытия (удельное электрическое сопротивление и относительная магнитная проницаемость) сильно отличаются, что приводит к перераспределению плотности тока и мощности тепловыделения в стальной заготовке и покрытии. Действительно, поскольку значение удельного электрического сопротивления материала стальной заготовки существенно меньше, чем у материала покрытия, а значение относительной магнитной проницаемости стальной заготовки, наоборот, существенно больше, это приводит к тому, что электромагнитные волны более эффективно поглощаются материалом стальной заготовки, чем материалом покрытия. Нагрев покрытия в этом режиме происходит как за счет тепловыделения в нем, так и за счет теплопроводности от поверхности заготовки.

При температуре 358 °С коррозионно-стойкое покрытие теряет свои ферромагнитные свойства, а загрузка проходит первую точку Кюри. Соответственно в интервале температуре от 358 °С и до температуры токи Кюри стали (723 °С) распределение плотности тока в детали и покрытии будет таким, как представлено на рис. 3,*б*. В этом режиме стальная заготовка, сохраняя свои ферромагнитные свойства, нагревается в более сильном электромагнитном поле, что приводит к снижению относительной магнитной проницаемости стали, поэтому неравномерность распределения плотности тока и мощности тепловыделения в заготовке снижается по сравнению со случаем на рис. 3,*а*, а мощность тепловыделения в покрытии уменьшается.

Поскольку заготовка с покрытием нагреваются неравномерно и поэтому проходят вторую точку Кюри (723 °С) не мгновенно, существует температурный диапазон (примерно от 723 °С до 800 °С), в котором поверхностные слои стальной заготовки уже не имеют ферромагнитных свойств, а внутренние их еще сохраняют. В этом случае загрузка представляет собой трехслойное проводящее тело, а расчет индукционного нагрева такой загрузки существенно усложняется. Характерное

распределение для этого случая показано на рис. 3,*в*. Как видно из рисунка, наиболее эффективно в этом случае будет нагреваться наружный слой стальной заготовки, обладающий ферромагнитными свойствами.

После нагрева до температуры свыше 800 °С и до технологической температуры оплавления 1080 °С и прохождении обеих точек Кюри и покрытие, и стальная заготовка не обладают ферромагнитными свойствами. Однако при этом значения удельных электрических сопротивлений материалов покрытия и заготовки все равно существенно отличаются (составляют $2 \cdot 10^{-5}$ Ом·м и $1 \cdot 10^{-5}$ Ом·м соответственно), поэтому в данном случае будет снова наблюдаться эффект индукционного нагрева двухслойного проводящего тела (рис. 3,*г*). Для сравнения на рис. 3,*д* приведено распределение плотности тока в стльной заготовке без покрытия при тех же исходных данных, что и для рис. 3,*г*.

Из результатов расчетов видно, насколько существенное влияние оказывает покрытие на электрические и энергетические характеристики системы «индуктор – загрузка» при нагреве. В качестве примера результаты для финального этапа нагрева, предшествующего технологической температуре оплавления 1080 °С.

Заключение

Приведены результаты моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в трехслойной проводящей среде при индукционном нагреве цилиндрической стальной детали с оплавлением проводящего покрытия с использованием метода конечных элементов. Получены поверхностные распределения плотности тока в покрытии и верхнем слое стальной заготовки, расположенной внутри трехвиткового индуктора в пакетах программ Elcut и Comsol. В пакете программ Elcut получены результаты анализа распределений плотности тока на разных температурных режимах с учетом влияния двух точек Кюри на ферромагнитные свойства покрытия и стальной заготовки и разных значений электросопротивлений покрытия и детали. Получены распределения плотности тока в двухслойном и трехслойном теле.

Список литературы

1. Кудинов В. В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. – М.: Металлургия. 1992. 432 с.
2. Балдаев Л.Х., Борисов В.Н., Вахалин В.А. Газотермическое напыление: учебное пособие / под общ. ред. Л.Х. Балдаева. М.: Маркет ДС. 2007. 344 с.
3. Защита от коррозии, старения и биоповреждений машин, оборудования и сооружений. Справочник. Под ред. А.А. Герасименко. М.: Машиностроение. 1987. Том 1. 688 с.
4. Коррозионная стойкость оборудования химических производств: Способы защиты оборудования от коррозии. Справ. изд. / под ред. Б.В. Строкана, А.М. Сухотина. Л.: Химия. 1987. 280 с.
5. Борисов Ю.Д., Борисова А.Л. Плазменные порошковые покрытия. Киев: Техника. 1986. 222 с.
6. Барвинок В.А. Управление напряженным состоянием и свойства плазменных покрытий. М.: Машиностроение. 1990. 384 с.
7. Смирнова Е.А. Методы обработки самофлюсующихся покрытий. Индукционное оплавление // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. 2011. № 4 (135). С. 258-262.

8. Рудницкий А.Ю. Технология получения износостойких покрытий газопламенным напылением с последующей индукционной закалкой // Сборник научных статей по материалам VI Международной научно-практической конференции “Фундаментальные и прикладные научные исследования: инноватика в современном мире”. Уфа. 2021. С. 37-44.
9. Kuvaldin A.B., Lepeshkin A.R., Ilyinskaya O.I., Fedin M.A., Kuleshov A.O. Simulation of thermal state of parts with ceramic coatings in a high frequency electromagnetic field // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. - pp. 1507-1509.
10. Федин М.А., Кувалдин А. Б., Лепешкин А. Р., Кондрашов С. С., Федина С.А., Жмурко И.Е., Данченко А.В. Разработка индукционной установки для получения защитных покрытий и исследование их свойств // Промышленная энергетика. 2023. № 5. С. 19–24.

STUDY OF ELECTROMAGNETIC FIELD PARAMETERS IN A THREE-LAYER CONDUCTING MEDIUM DURING INDUCTION MELTING OF CONDUCTIVE COATINGS OF STEEL PARTS

A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, S.S. Kondrashov, F.R. Suleymanov, A.I. Vasilenko
National Research University «MPEI», Moscow, Russia
E-mail: lepeshkin.ar@gmal.com

The results of modeling and research of electromagnetic field parameters in a three-layer conductive medium during induction heating of a cylindrical steel part with melting of the conductive coating using the finite element method are presented. The surface distributions of current density in the coating and top layer of a steel part located inside a three-turn inductor were obtained. An analysis of the distribution of current density along the depth of the coating and part at a frequency of 66 kHz was carried out, taking into account different temperatures and magnetic properties of the part and coating at different times of induction heating, taking into account two Curie points and heating modes of a two-layer and three-layer body.
Key words: electromagnetic field, induction heating, part, conductive coating, two-layer and three-layer body, current frequency.

УДК 538.945

СПОСОБ СОЗДАНИЯ В ИССЛЕДУЕМЫХ ОБЪЕКТАХ ЛОКАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Х. Р. Ростами
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия
E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Для одновременного исследования магнитного, электронного и кристаллического микросостояния объектов разработана установка, позволяющая создать локальные биполярные электрические и магнитные поля. С целью изучения физических и биологических свойств объектов с повышенным пространственным разрешением были исключены влияющие на объект задние фронты ступени осциллирующих затухающих локальных электрических и магнитных полей.
Ключевые слова: биполярные электрические и магнитные поля, двойники, монодомени, кристаллиты - зерна, суб- и нанокристаллиты.

Введение

Во многих случаях для решения различного рода физических и биологических задач, а также проведения исследований в области электромагнетизма требуются одновременные исследования магнитного, электронного и кристаллического микросостояния объектов. В связи с этим возникает необходимость воздействия на исследуемые объекты локальными электрическими и магнитными полями. Традиционно для создания локальных магнитных полей используют концентраторы силовых линий магнитного поля [1], а для локальных электрических полей в качестве электродов используют заостренные штыри, на которые подают высоковольтный относительно земли электрический потенциал [2]. Эти способы имеют существенные недостатки. Во-первых, величина области локализации полей ограничена размерами кончиков концентраторов и электродов, а также расстоянием между концентраторами и электродами. Особенно сильно это сказывается тогда, когда исследуются толстые образцы из-за эффекта растекания поля на толщине образца. Электроды быстро выходят из строя из-за разогрева их кончиков. Для регистрации сигнала отклика необходимо сначала приблизить концентраторы к образцу, а потом отодвигать концентраторы от объекта с целью исключения влияния остаточных (захваченных) в концентраторах электрических и магнитных полей на результаты измерения. Эти требования усложняют конструкцию установки, делают способ дорогостоящим и ненадежным. Кроме того, эти методики не позволяют одновременно создавать локальные электрические и магнитные поля. Для каждого случая необходимо применять свою установку. Для решения этих проблем актуальной задачей является разработка новых прецизионных методик на принципиально другой физической основе. В настоящее время нам неизвестны способы, решающие аналогичные задачи.

Основной целью работы является создание в исследуемых объектах в одном цикле локальных электрических и магнитных полей, а также повышение

пространственного разрешения электронных и магнитных микроскопов за счет повышения степени локализации электрического и магнитного полей.

Методика

Для создания в исследуемых объектах локальных электрических и магнитных полей необходимо размещать объект либо внутри соленоида, либо между обкладок конденсатора управляемого колебательного LC-контура, либо одновременно поместить внутри соленоида и между обкладками конденсатора два близких по техническим характеристикам образца, полученные в едином технологическом цикле. С этой целью можно использовать также две половинки целого образца.

На рис.1 представлена блок-схема установки для реализации способа, где 1 - исследуемый объект; 2, 3, 4 - токовые ключи; 5 - блок управления (или компьютер); 6 - биполярный источник тока; 7 – измеритель емкости.

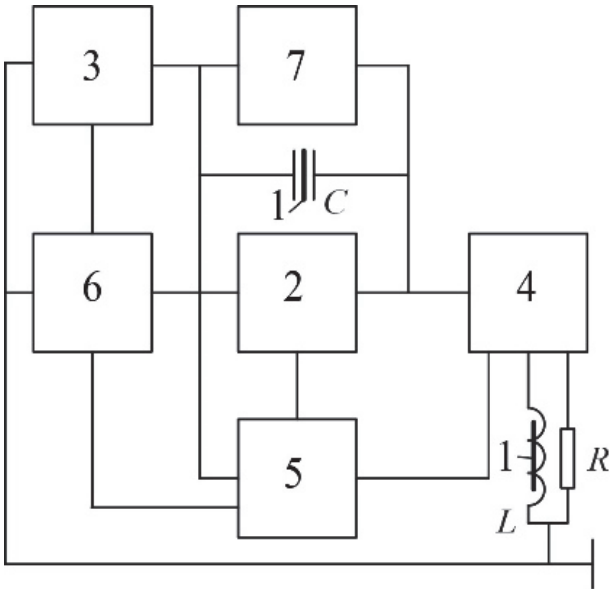


Рисунок 1

Способ реализуется следующим образом: при одновременном поступлении в токовые ключи 2, 3 и 4 от блока управления (компьютера) 5 импульсов происходит открытые ключей 2, 4 и закрытые ключей 3, что приводить к соединению регулируемого биполярного разрядного источника тока 6 с соленоидом L и к отключению из цепи емкости C. Таким образом происходит накопление магнитной энергии в соленоиде. При смене полярностей импульсов, поступающих от блока управления 5 в токовые ключи 2, 3 и 4, происходит закрытые ключей 2 и открытые ключей 3, что приводить к отключению биполярного источника тока 6 и включению в цепь соленоида L емкости C. Это приводит к зарядке конденсатора C и к преобразованию магнитной энергии в электрическую. Таким образом, накопленная в соленоиде L магнитная энергия связана с электрической энергией на емкости C следующим образом:

$$U^2C/2 - U^2/R = LI^2/2 \qquad (1).$$

В результате последовательных преобразований магнитной энергии в электрическую и обратно в соленоиде L возникает однополярное затухающее во времени магнитное поле $H(t)=H_i exp(-\beta t)cos\Omega t$, а в конденсаторе C возникает однополярное затухающее во времени электрическое поле $E(t)=E_i exp(-\beta t)cos\Omega t$. В этом выражении β - коэффициент затухания колебаний в LC контуре, вызванное параметрами емкости и соленоида $\beta = r/(2L)$, $\Omega=(\omega^2-\beta^2)^{1/2}$ - собственная частота колебательного контура, где $\omega^2=1/(LC)$. При получении от блока управления 5 управляющего импульса о смене полярности выходного напряжения биполярного источника 6 через соленоид L протекает ток обратного направления. В этом случае процесс накопления магнитной энергии в L, зарядка и разрядка емкости C происходят аналогично вышеописанному способу. В результате в соленоиде создается осциллирующее затухающее во времени высокостабильное однородное магнитное поле отрицательной полярности $H(t)=-H_j exp(-\beta t)cos\Omega t$, а в конденсаторе C создается осциллирующее затухающее во времени высокостабильное однородное электрическое поле отрицательной полярности $E(t)=-E_j exp(-\beta t)cos\Omega t$. Путем чередования переключений выходных напряжений источника 6 в LC-контуре будет создаваться осциллирующее затухающее во времени высокостабильное биполярное локальное однородное магнитное поле, при этом созданное в соленоиде магнитное поле изменяется по закону:

$$H(t) = \sum_{i,j=0}^{N} (Hi - Hj)\exp(-\beta t)\cos\Omega t \qquad (2),$$

а электрическое поле в конденсаторе - по закону:

$$E(t) = \sum_{i,j=0}^{N} (Ei - Ej)\exp(-\beta t)\cos\Omega t \qquad (3).$$

Здесь $H_{i,j}$ и $E_{i,j}$ – заданные напряженности магнитного и электрического полей, Ω - заданная частота колебаний, β – заданная скорость затухания колебаний, t - время, $i, j = 0, 1, 2, \ldots N$, где N целое число, а фаза является фиксированной и равной нулю. Кроме сказанного, отличительной особенностью от обычного способа возбуждения электромагнитных колебаний в пассивных и активных LC контурах, где фаза колебания произвольна, предлагаемый способ позволяет фиксировать фазу, что очень важно не только для создания нужных полей, но и проведения исследования селективным образом. Резистор R параллельно подключен к соленоиду L с целью подавления и исключения влияния на ключи 2 и 4 выбросов, вызванных отрицательной энергией соленоида, возникающей в процессе отключения соленоида от источника 6 и подключения к соленоиду емкости C.

Результаты

На рис. 2 приведена временная зависимость поля $H(t)$ для произвольных параметров LC контура: а - для случая положительной полярности выходного напряжения источника 6; б - для случая отрицательной полярности выходного напряжения источника 6. Временная зависимость поля $E(t)$ имеет вид аналогично временной зависимости поля $H(t)$. С помощью изменения индуктивности L и емкости C можно обеспечить устойчивую работу LC контура в широком частотном

диапазоне. Амплитуду, частоту и скорость затухания электрического и магнитного полей можно задавать независимо друг от друга в широком диапазоне.

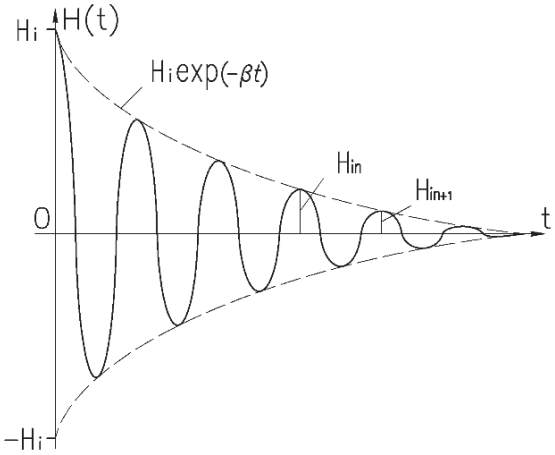


Рисунок 2а

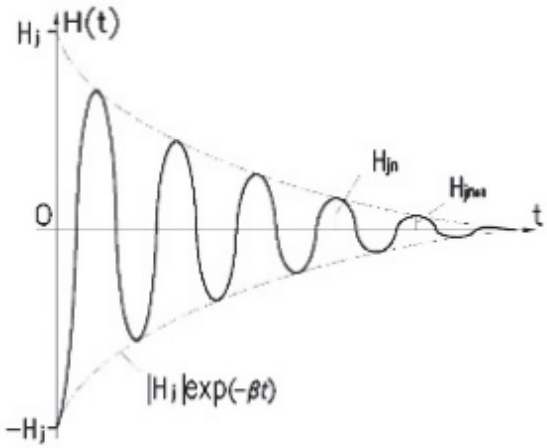


Рисунок 2б

Для создания постоянного однополярного или биполярного однородного магнитных полей от блока управления 5 в токовые ключи 3, поступают импульсы, которые отключают из цепи емкость С. При этом для создания постоянного однополярного или биполярного однородного электрических полей от блока управления 5 с помощью токового ключа 4 отключают из цепи соленоид. Биполярный источник тока 6 представляет собой управляемый двоичным кодом биполярный преобразователь код-ток.

Так как амплитуды колебаний $E_{ij}exp(-\beta t)$ и $H_{ij}exp(-\beta t)$ экспоненциально затухают от значений E_{ij} и H_{ij} до нуля, то отклик образца на переменные поля не происходит и фиксируется только от полей E_{ij} и H_{ij}. Таким образом, благодаря использованию в качестве задающего фронта переменных затухающих магнитного и электрического полей $H(t)$, $E(t)$ существенно улучшается пространственное разрешение построенных на основе предложенного способа магнитных и электрических микроскопов и повышается точность измерений. Это, в отличие от традиционных методик, позволяет одновременно исследовать кристаллические, электронные и магнитные микросостояния объектов, устанавливать взаимосвязь между ними, а также обнаруживать незначительные пространственные разбросы локальных характеристик образца и изучать их влияние на диэлектрические и магнитные свойства объектов. Так, например, в отличие от высокоинформативных методов рентгенографического анализа и сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения (позволяющие обнаружить границы двойникования (ГД) размером до 50 Å) в сильных внешних магнитных полях в эпитаксиальных пленках, монокристаллических, текстурированных поликристаллических и квазимонокристаллических ВТСП образцах, использование переменного затухающего во времени магнитного поля $H(t)$ в качестве зондирующего поля позволило обнаружить и исследовать ГД мелкого масштаба, являющиеся замаскированными со стороны ГД больших размеров [3]. Между тем, проведение такого рода анализа позволит получить полезную информацию о магнитном микросостоянии (локальных критических параметрах двойников (монодоменов,

кристаллитов-зерен, суб- и нанокристаллитов) соединенных между собой слабыми джозефсоновскими связями; междвойниковых слабых связях; энергии междвойниковых джозефсоновских переходов; энергии конденсации в двойниках; силах пиннингов в них и т.д.) и о кристаллографическом микросостоянии (линейных размерах двойников, степени изменения анизотропии; плотности ГД; усилении ближнего порядка с уменьшением размеров двойников; морфологии разномасштабных дефектов, локализованных дислокаций, пластических деформаций и других возможных дефектов микроструктуры и т.д.) сверхпроводников. Ответы на эти и другие вопросы позволят более подробно установить взаимосвязь кристаллографической и магнитной микроструктур ВТСП и помогут развитию многих перспективных технологий, основанных на использовании ВТСП. Путем создания локальных электрических полей разной напряженности, частоты и скорости затухания в широком температурном диапазоне станет возможным исследовать: эффект поля в сверхпроводниках и полупроводниках, возникающего за счет влияния через затвор (обкладки емкости) на их токонесущие способности; диэлектрические свойства объектов, такие как поляризация и деполяризация диэлектриков, переориентация доменов сегнетоэлектриков, антисегнетоэлектриков и т.д. Кроме этого, следует подчеркнуть, что методика позволит в локальном электрическом и магнитном полях измерить также гальваномагнитные эффекты в полупроводниках, например, такие как проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла. Заменяя датчик Холла на микросоленоид, внутри которого будет помещен образец, можно в локальном поле измерить интегральные характеристики образца, такие как магнитный момент, магнитная восприимчивость и магнитная проницаемость образца и т.д. Сопоставление локальных и интегральных магнитных и диэлектрических свойств объектов, которые изучались в локальных и нелокальных однородных постоянных и переменных электромагнитных полях, может послужить хорошим информативным способом для построения моделей адекватного описания физических и химических свойств объектов.

Заключение

Показано, что для создания в исследуемых объектах осциллирующих затухающих локальных электрических и магнитных полей необходимо размещать объект либо внутри соленоида, либо между обкладок конденсатора управляемого колебательного *LC*-контура, либо одновременно поместить внутри соленоида и между обкладками конденсатора два близких по техническим характеристикам образца, полученных в едином технологическом цикле.

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

Список литературы

1.Kh. R. Ozmanyan, V.B. Sandomirskii, A.A. Sukhanov. Magnetic field trapping HTSC as a reversible memory medium. // Supercond. Sci. and Technol. 1990. V. 3. pp. 255–258.

2. Б. Воннегут, Г.Б. Мур. Искусственное изменение атмосферного пространственного заряда. // Журнал геофизических исследований. 1962. Т. 67. №3. С. 3. США.

3. Khalil R Rostami. Local internal demagnetizing fields as one of the main fundamental reasons for the low density of critical current in twinned $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ HTSCs. // Supercond. Sci. Technol. 2023. V. 36. p. 095012. DOI 10.1088/1361-6668/ace8c9

METHOD FOR CREATING LOCAL ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS IN OBJECTS

Kh. R. Rostami
Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences (Fryazino branch), Fryazino, Russia
E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

For the simultaneous study of the magnetic, electronic and crystalline microstate of objects, an equipment is developed that allows one to create local bipolar electric and magnetic fields. To study the physical and biological properties of objects with increased spatial resolution, the effect of the trailing edges of the decaying oscillating local electric and magnetic fields affecting the object were eliminated.
Keywords: bipolar electric and magnetic fields, twins, single domains, crystallites - grains, sub-, and nanocrystallites

УДК 538.945

МЕХАНИЗМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВНЕШНИХ И ВНУТРЕННИХ ПОЛЕЙ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ В ДВОЙНИКОВЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Х. Р. Ростами
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал) Российская академия наук, Фрязино, Россия
E-mail: rostami@ms.ire.rssi.ru

Показано, что с ростом поля в двойниковом YBa2Cu3O7-x сначала образуются вихревые «молекулы» больших размеров, состоящие из внутридвойниковых стыковых вихрей (ВДСВ) и междвойниковых стыковых антивихрей (МДСАВ), запиннингованных на точках пересечения периодически расположенных границ двойникования (ГД), абрикосовских и джозефсоновских вихрей, захваченных на берегах ГД и в ГД соответственно. Дальнейшее увеличение поля приводит к постепенному вытеснению абрикосовских и джозефсоновских вихрей и образованию вихревых молекул, состоящих только из ВДСВ и МДСАВ меньших размеров.
Ключевые слова: поля размагничивания, эффективный размагничивающий фактор, двойники, границы двойникования, критические токи

Введение

Для возбуждения внешних полей размагничивания, вызванных макроскопическими поверхностными экранирующими критическими токами образца (H_D), и внутренних локальных полей размагничивания (H_{Dtr}) двойников, созданных экранирующими мейснеровскими критическими токами двойников (j_{cg}), внутридвойниковыми критическими токами пиннинга (j_{cp}) и эффективными токами двойников (j_{ceff}), использовалась методика, позволяющая повлиять на образец осциллирующим затухающим локальным магнитным полем со ступенчато регулируемой амплитудой и частотой. Двойники – это монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты, соединенные между собой слабыми джозефсоновскими связями. Путем локального приближения к пространственной области магнитного отклика и дифференциального способа регистрации сигнала создавался возможность экспериментально выделить границу раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) и исследовать распределение внутренних локальных полей размагничивания в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) вблизи и на ГД [1,2]. Предложенная методика позволяет селективно выделить ГРВМО, которая, как показано в [1,2], в свою очередь представляет из себя эффективный размагничивающий фактор образца:

$$n_{eff} = \frac{n(B_{tr2} + B_1 - H_o) - B_{tr2}}{B_2 - H_o - B_{tr2} + n(B_1 + B_{tr2} - B_2)} \sim (B_{tr2} - B_{tr1})/\,\mathrm{F}(B) \qquad (1),$$

здесь B_1 и B_2 – индукции, B_{tr1} и B_{tr2} – плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) в центре на поверхности образца, измеренные в режимах ZFC и ZFCMFA соответственно, $\mathrm{F}(B)$ – подгоночный параметр, $n = (\frac{1}{e^2} - 1)(\frac{1}{2e}\ln\frac{1+e}{1-e} - 1)$ –

размагничивающий фактор в направлении поля $e = (1 - \frac{h^2}{D^2})^{1/2}$, h – толщина, D – диаметр образца [3].

Величина n фиксирует начало проникновения магнитного поля в образец, а изменение n в ходе проникновения внешнего поля в образец, которым определяется положение ГРВМО для данного значения H_o, учитывается зависимостью (1). Это позволяет определить термодинамическое магнитное поле $H_i = H_o/(1\text{-}n_{eff})$. Согласно работе [1], поля H_D и H_{Dtr} являются одними из основных фундаментальных причин низкой плотности критического тока (J_c) двойниковых YBCO высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Так как наличие слабых связей и низкий J_c являются фундаментальными свойствами ВТСП материалов, мы проводили анализ полученных в [1,2] результатов для выяснения роли ГД в формировании физических процессов в двойниковых сверхпроводниках [1,2,4,5]. Исходя из проведенных исследований, двойниковые YBCO ВТСП с ростом поля скачкообразно распадаются на группы двойников со все меньшими и меньшими размерами с близкими n, одинаково увеличивающимися j_{cp}, j_{ceff}, j_{cg} и энергией междвойниковых связей. Для демонстрации этого на рис.1а приведена картина изолированного двойника и междвойникового пространства, а также распределения силовых линий: плотности ЗМП внутри двойника (B_{trg}) и в междвойниковом пространстве (B_{trj}); плотности внутридвойникового критического тока $j_{cp} + j_{ceff}$ и плотности междвойникого критического тока $J_{cj} = J_c$; мейснеровских экранирующих токов $J_s = J_{cg}$; плотности локальных междвойниковых токов J_{cji}, поддерживающих локальные ЗМП B_{trji}.

На рис. 1б схематически изображено распределение полей $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{H}_D$ и $\mathbf{H}_{eff}$ вокруг образца, токов J_{cji} и J_{cgi}. В середине образца в монодомене продемонстрирована ламельная структура, состоящая из двойников меньших размеров, напоминающих «паркет». Согласно рис.1в путем первоначального ЗМП в образце искусственно создается магнитный барьер для входа вихрей от следующей ступени поля в виде полей размагничивания от B_{tr2}. Чтобы в дальнейшем произвести ЗМП от следующей ступени поля, необходимо сначала компенсировать поля размагничивания от B_{tr2} и снять заранее созданный магнитный барьер, а затем увеличивать магнитное давление на $J_{cg} \approx j_{cp} + j_{ceff}$ двойников до тех пор, пока не произойдет распад образца на очередные более мелкие группы двойников с близкими n. Исходя из вышесказанного и рис.1, для полномерной реализации модели Бина [6] в образце и в пределах отдельных двойников необходимо существенно корректировать параметры модели в зависимости от формы и размеров двойников. Этого можно достичь путем проведения процедуры кусочно-дискретной аппроксимации, исходя из параметров двойников. Следовательно, если и возможно описать критическое состояние образца и его двойников в рамках модели Бина, то вместо единой модели Бина для всего образца необходимо его представить в виде суммы:

$$\sum_{i=1}^{N} J_{ci}(H_0) = \sum_{i=1}^{N} J_{cgi}(H_{ic1g}) = \sum_{i=1}^{N} C_i = const, \qquad (2)$$

которая состоит из дискретных составляющих для отдельных групп двойников с близкими размагничивающими факторами. Постоянные C_i имеют определенные

значения для каждой группы двойников. То есть, единую модель Бина для целого образца необходимо разложить в ряд по критическим полям, токам и по n двойникам.

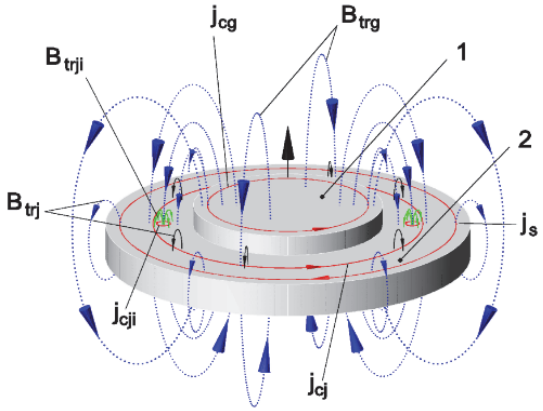


Рисунок 1а

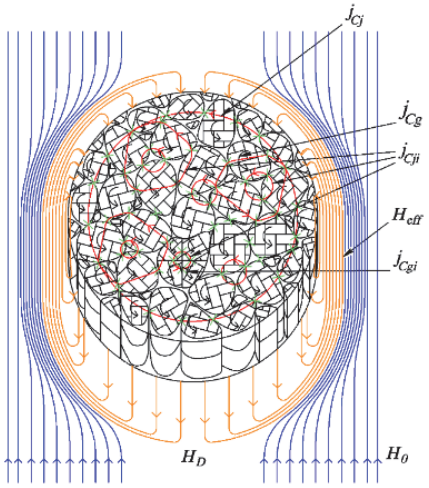


Рисунок 1б

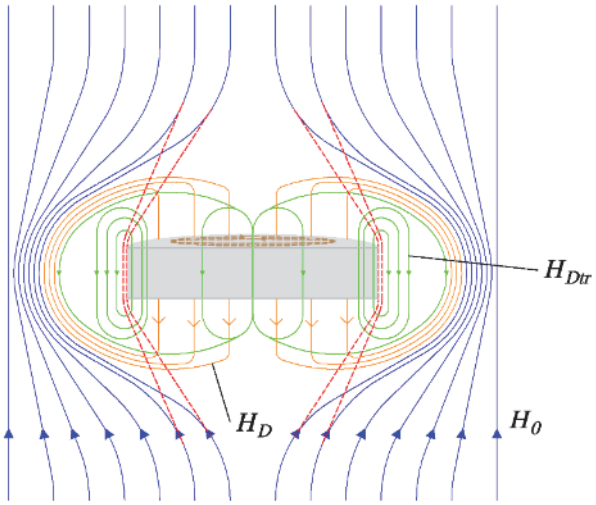


Рисунок 1в

На рис.2а для образца YBCO приведена магнитополевая зависимость $H_i(H_o)$, рассчитанная по формуле $H_i = H_o/(1\text{-}n_{eff})$.

На рис.2б в полулогарифмическом масштабе для YBCO образца К приведена зависимость $J_S(H_i)$, определенная из [7]:

$$J_S = 10 \cdot H_c/4\pi\lambda \qquad (3).$$

Как было показано в [2], с проникновением поля в ВТСП образуются МДСВ и МДСАВ. С «делением» образца поперечные размеры МДСВ и МДСАВ $a = \lambda = de^{\frac{H_{ic1}\Phi_o}{k\frac{\hbar}{2e}J_c d^3}}$ скачкообразно уменьшаются с уменьшением размеров двойников. Здесь Φ_o – квант магнитного потока, e – заряд электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, $d = \sqrt{\frac{\Phi_o}{H_{ic1}}}$ – размер двойников, $k = \frac{S_{HP}}{d^2}$ – число двойников, охватываемое рабочей поверхностью ПХ, H_{ic1} – термодинамическое первое критическое магнитное поле двойников.

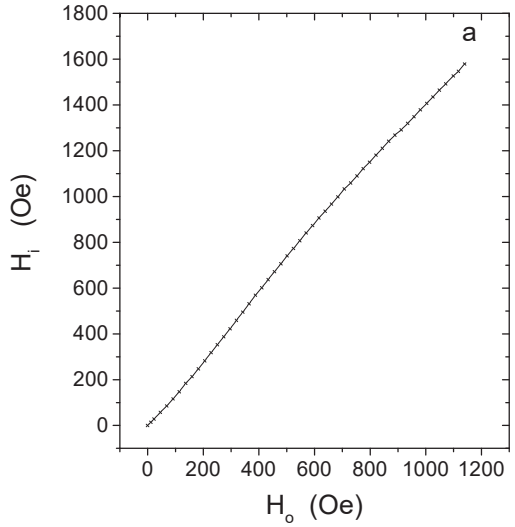


Рисунок 2а

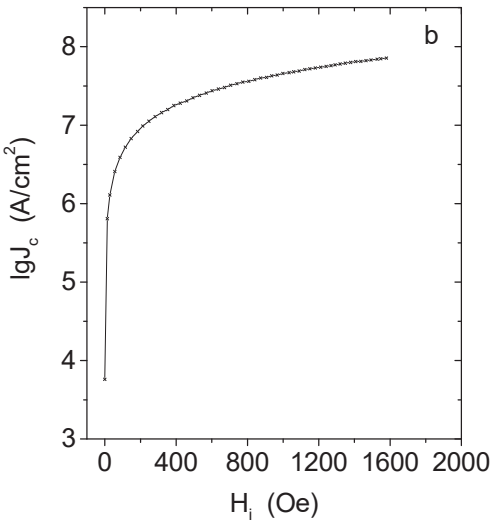


Рисунок 2б

На рис.3а для определения размера МДСАВ представлена зависимость $a(H_i)$.

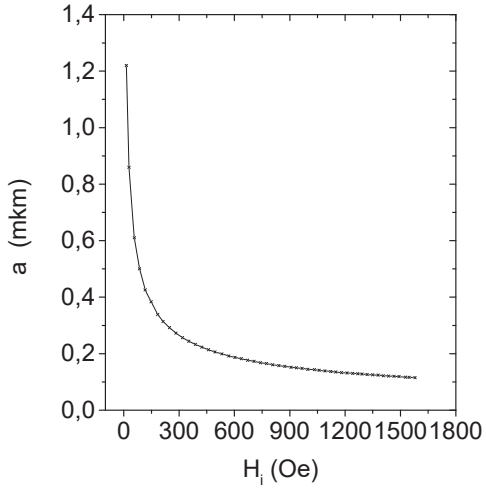


Рисунок 3а

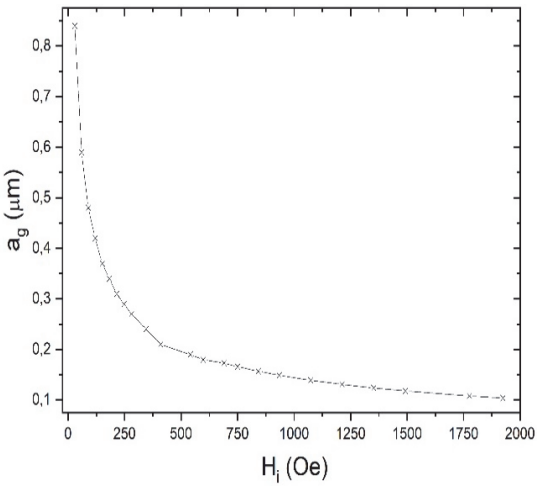


Рисунок 3б

Приведенные на рис.3а результаты показали, что с ростом поля размеры МДСАВ, оставаясь близкими размеру двойников уменьшаются от значения $\approx 1.22\cdot10^{-6}$ m при поле $\approx 10^{-3}$ Т до значения $\approx 1.15\cdot10^{-7}$ m при поле $\approx 1.2\cdot10^{-1}$ Т. При этом размер МДСАВ сравнивается с размером абрикосовского вихря при поле $H_o \approx 7\cdot10^{-2}$ Т. Так как плотность критического тока растет с уменьшением размеров двойников, пространственные размеры МДАВ меньше, чем размеры МДСАВ. Из-за того, что размеры МДСВ и МДСАВ задаются двойниками, они, в отличие от абрикосовских вихрей, меняют свои размеры и принимают значения меньше размера абрикосовских вихрей, не меняя свою форму [2]. Отсюда следует, что с уменьшением пространственного размера МДСАВ (возле ГД) скачкообразно должна уменьшаться величина глубины проникновения магнитного поля в образец (λ). Таким образом, с ростом поля в образце сначала образуются вихревые молекулы больших размеров, состоящих из малоподвижных ВДСВ и МДСАВ, зажимающих между собой образованные в берегах ГД абрикосовские вихри и джозефсоновские вихри, захваченные на ГД. Дальнейший рост поля приводит

к уменьшению размеров двойников и, как следствие, к уменьшению размеров ВДСВ и МДСАВ и постепенному вытеснению из образца абрикосовских и джозефсоновских вихрей. Это приводит к распаду вихревых молекул на вихревые молекулы меньших размеров, состоящих только из ВДСВ и МДСАВ с уменьшающимися размерами. Для выяснения пространственного распределения λ в образце и в двойниках проанализируем зависимость $a_g(H_i)$, приведенную на рис.3б. Как видно из рис.3б, с ростом поля линейные размеры суб- и нанокристаллитов $a_g = (\Phi_o/H_{ic1})^{1/2}$, участвующих в процессе ЗМП, и значения спадают от $a_g \approx 3.6\cdot10^{-7}$ m до $a_g \approx 8.1\cdot10^{-8}$ m; последняя величина существенно меньше λ, измеренной с помощью традиционных методик (известно [8], что для YBCO при температуре T = 0 K в *ab* плоскости кристалла $\lambda_{ab}(0) \approx 1.39\ 10^{-7}$ м). С учетом полученных данных можно заключить, что из-за множественных ГД в ВТСП [9,10], λ сильно промодулирована, меньше вблизи ГД и растет при удалении от ГД. Это показывает, что в действительности λ является эффективной величиной и с распадом двойников также скачкообразно уменьшается. Уменьшение размеров двойников приводит к сдвигу λ_{eff} в сторону его уменьшения и, как следствие, к увеличению плотности сверхтока $J_s = J_{cg}$ по сравнению с J_c^{GL} (см. рис.2б). С другой стороны установлено, что длина когерентности в *ab* плоскости кристалла $\xi_{ab}(0) \approx (10 – 15)\ 10^{-10}$ m, а в направлении **c** оси – $\xi_c(0) \approx (5 – 7)\ 10^{-10}$ m. При скачкообразном уменьшении размеров «изолированных» друг от друга двойников ξ в них также становится эффективной величиной. Так как нанокристаллиты – это самые маленькие по размерам двойники, не имеющие внутри себя ГД, то в нанокристаллиты поле не может проникать в виде вихрей (об этом свидетельствуют полученные результаты при вычете $a(H_i)$ из $a_g(H_i)$), и двойники меньших размеров переходят в другое сверхпроводящее состояние с уменьшающимся параметром Гинзбурга-Ландау $\varkappa_{eff} \approx \lambda_{eff}/\xi_{eff}$.

Заключение

Таким образом, показано, что вихри не могут проникать в нанокристаллиты. Следовательно, с распадом двойников YBCO ВТСП переходят в другое сверхпроводящее состояние с уменьшающемся параметром Гинзбурга – Ландау и превосходством критического тока двойников над током распаривания Гинзбурга – Ландау.

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

Список литературы

1. Khalil R Rostami. Local internal demagnetizing fields as one of the main fundamental reasons for the low density of critical current in twinned $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ HTSCs. // Supercond. Sci. Technol. 2023. V. 36. p. 095012. **DOI** 10.1088/1361-6668/ace8c9

2. Kh. R. Rostami. Structure and Parameters of Boundary Vortices in a Superconducting Josephson Medium. // JETP Letters. 2018. V.108. pp. 734–739.

3. Э. Линтон, Сверхпроводимость. Мир, Москва (1971).

4. И. Н. Хлюстиков, А. И. Буздин. Локализованная сверхпроводимость в двойниковых металлических кристаллах. // УФН. 1988. Т. 155. С. 47 –88.

5. B. Kalisky, J. R. Kirtley, J. G. Analytis, Jiun-Haw Chu, I. R. Fisher, and K. A. Moler. Behavior of vortices near twin boundaries in underdoped $Ba(Fe_{1-x}Cox)_2As_2$. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. p. 064511, https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.064511.

6. C. P. Bean. Magnetization of High Field Superconductors. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. pp. 31-39.

7. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат, Москва (1980).

8. A. Schilling, F. Hulliger, and H. R. Ott. Measurement of the London penetration depth on $YBa_2Cu_4O_8$ and $YBa_2Cu_3O_7$. // Physica C. 1990. V. 168. p. 272.

9. S. Nakahara, T. Boone, M.F. Yan, G.J. Fisanick, and D.W. Johnson Jr. Defect structure in $Ba_2YCu_3O_7$. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. p. 451.

10. A. A. Abrikosov, A. I. Buzdin, M. L. Kulic, and D. A. Kuptsov. The thermodynamic and magnetic properties of a system of superconducting twinning planes. // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68. # 1. pp. 210–216, http://83.149.229.155/cgi-bin/dn/e_068_01_0210.pdf.

MECHANISMS OF EXCITATION OF EXTERNAL AND INTERNAL DEMAGNETIZING FIELDS IN TWINNED SUPERCONDUCTORS

Kh. R. Rostami

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

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

It is shown that an increase in a magnetic field in twinned $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ first gives rise to large vortex "molecules" consisting of intratwin junction vortices (ITJVs) and intertwin junction antivorti(ITJAVs) pinned at the intersection points of periodically located twin boundaries (TBs), Abrikosov and Josephson vortices trapped at the edges of TBs and at TBs, respectively. A further increase in the field leads to a gradual displacement of the Abrikosov and Josephson vortices and gives rise to vortex molecules consisting only of smaller ITJVs and ITJAVs.

Keywords: demagnetizing fields, effective demagnetization factor, twins, twin boundaries, critical currents

УДК 538.945

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОТКЛИКА СВЕРХПРОВОДНИКА, ВЫЗВАННОГО ВОЗДЕЙСТВИЕМ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕЙ ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНО ЗАТУХАЮЩЕЙ БЕГУЩЕЙ МАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Х. Р. Ростами

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

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

Показано, что при воздействии на сверхпроводник осциллирующим затухающим локальным магнитным полем (ОЗЛМП) в образце индуцируется экспоненциально затухающая бегущая магнитная волна. С уменьшением длины и увеличением энергии волны из-за роста амплитуды и укладывания на образец и двойники большего числа колебаний ОЗЛМП индуцированная бегущая волна начинает все больше и больше охватывать границы двойникования и взаимодействовать с образованными на них L, C, R контурами. Это в свою очередь приводит к скачкообразному росту плотности захваченного магнитного потока и остаточной резонансной частоты колебательного L_kC_k контура.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, эпитаксиальные пленки, границы двойникования, амплитудно-частотные характеристики

Введение

В [1] описана осцилляционная методика локального приближения для регистрации в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) захваченного магнитного потока (ЗМП) только от переднего фронта импульса магнитного поля, созданного в соленоиде L, включенным параллельно с емкостью C. Согласно этой методике при подаче на образованный LC-контур импульса постоянного напряжения в соленоиде возникает ОЗЛМП) $H(t) = H_0 exp(-\beta t) cos\Omega t$ с коэффициентом затухания $\beta = R/(2L)$ и собственной частотой контура $\omega/2\pi = 1/2\pi[(1/(LC) - \beta^2)]^{1/2}$, где R − остаточное активное сопротивление обмотки соленоида L. Поскольку в такой схеме сразу после снятия импульса тыловая часть амплитуды $H_0 exp(-\beta t)$ ОЗЛМП экспоненциально затухает по косинусоидальному закону, то из-за взаимных компенсаций ЗМП от положительных и отрицательных полупериодов ОЗЛМП захват потока от тыловой части импульса уже не происходит, а фиксируется только захват от переднего фронта импульса $H_0 exp((-\beta(t=0)) = H_0$. Затухающее магнитное поле создает в ВТСП бегущую волну, которая взаимодействует с образующимися L, C, R контурами слабых джозефсоновских связей [2]. Между тем, как известно [3,4], любую пространственную характеристику кристалла можно записать в виде суммы компонент в фурье-пространстве или в обратном пространстве. Векторы в обратном пространстве имеют длину ℓ^{-1}. Для ВТСП ℓ – расстояние между границами двойникования (ГД). Векторы обратного пространства можно сопоставить с волновыми векторами возбуждений. Следовательно, мгновенное значение амплитуды волны, распространяющейся со скоростью v и имеющей

частоту f, можно записать в виде $A = A_0\ exp[2\pi if(x/v - t)]$. В трехмерном пространстве амплитуду волны можно выразить через волновой вектор $A = A_0\ exp[i(k \cdot r - \omega t)]$, где k – волновой вектор, $|k| = \omega/v$, угловая частота $\omega = 2\pi f$, r – радиус-вектор. При воздействии на образец ОЗЛМП индуцируется бегущая волна амплитудой $A_0 = H_0 exp(-\beta t)$.

Методика

Для исследования амплитудно-частотных характеристик отклика сверхпроводника, вызванного воздействием осциллирующей экспоненциально затухающей бегущей магнитной волны локальным способом с помощью преобразователя Холла (ПХ) и интегральным способом с помощью высокочастотной индуктивности изучались магнитополевые зависимости плотности ЗМП $B_{tr}(H_0)$ и динамической комплексной магнитной проницаемости $\mu_v(H_0) = (\mu'_v + i\mu'')(H_0)$ в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) [1,2]. В режиме ZFC подача ступенчато меняющейся с постоянной амплитудой ОЗЛМП обеспечивала непосредственное взаимодействие волны с L, C, R контурами междвойниковых слабых джозефсоновских связей образца и его двойников (монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты), соединенные между собой слабыми джозефсоновскими связями, находящихся в мейснеровском состоянии, и тем самым позволяла исследовать макроскопические свойства образца и его двойников в зависимости от амплитуды и частоты ОЗЛМП. Режим ZFCMFA, в отличие от режима ZFC, позволяет кроме макроскопических свойств ВТСП изучить также физические процессы внутри двойников.

На рис.1 приведена временная диаграмма, реализующая режимы ZFC и ZFCMFA.

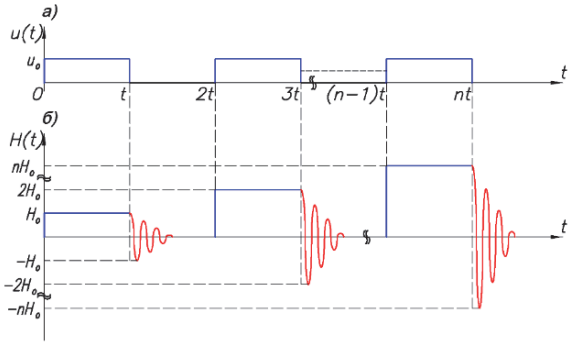


Рисунок 1

С целью упрощения процедуры анализа полученных результатов через одинаковые интервалы времени ступени ОЗЛМП шаг за шагом увеличивали на равную величину ΔH_o. Для исследования $\mu_v(H_0) = (B/H_0)(H_0)$ к образцу, находящемуся внутри микросоленоида, соосно помещенному в середине большого соленоида, прилагалось суммарное магнитное поле, состоящее из ОЗЛМП и переменного магнитного поля подмагничивания амплитудой $H_1 \approx 3 \cdot 10^{-7}$T и частотой до 1.5 MHz: $\Sigma H = H_0 exp(-\beta t) cos\Omega t + H_1 \cos(\omega t + \varphi)$, где $H_o >> H_1$, $\omega >> \Omega$. Индуктивность микросоленоида с образцом $L_k(\mu_v, H_0, T, B_{tr})$ с точностью 0.1 μH

измерялась на резонансной частоте L_kC_k контура с помощью высокочастотного резонансного измерителя индуктивности. Резонансная частота L_kC_k контура с индуктивностью $L_k \approx 68$ μH находилась в частотном диапазоне 355 - 505 kHz измерителя. Так как на образец действовал только передний фронт ступени H_0, то с помощью первоначального задания, а затем последовательного суммирования ступенек с заранее определенными H_0, создавалась возможность сначала фиксировать, а затем передвигать и следить за движением границы раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) вглубь образца, двойников и обратно. Точность выделения ГРВМО повышается с применением процедуры дифференцирования, а именно путем вычитания измеренного в режиме ZFC значения B_{tr1} из B_{tr2}, измеренного в режиме ZFCMFA. Кроме этого, проведенная таким образом процедура дифференцирования магнитополевой зависимости $[(B_{tr2} - B_{tr1}) /\Delta H_o](H_o)$ позволяет обнаружить скачкообразное изменение производной $\Delta B_{tr} /\Delta H_o$ в области полей, когда ГРВМО пересекает ГД (здесь $(B_{tr2} - B_{tr1}) = \Delta B_{tr}$). Это существенно сужает ширину δ-подобного распределения $(\Delta B_{tr} /\Delta H_o)(H_o)$ и с более высокой точностью выделяет ГД в двойниках. С целью плавного перехода от больших пространственных масштабов к малым высоту ступенек поля ΔH_o постепенно уменьшали до минимальной, при этом перед каждым вновь заданным значением ΔH_o образец нагревали до температуры выше T_c и заново охлаждали до температуры T = 77.4 К. Таким образом, “перемещением” ГРВМО по объему образца можно одновременно исследовать магнитную и кристаллическую микроструктуры образца и подробно анализировать взаимодействие этих микроструктур. Указанное обстоятельство позволяет раздельно исследовать магнитное микросостояние локальных областей образца с близкими критическими параметрами, производить локальный захват и изменять топологию ЗМП [1]. Этим способом создается возможность исследовать с повышенной разрешающей способностью не только макроскопические, но и локальные характеристики сверхпроводников. В частности, это позволяет установить подробную картину промежуточного состояния в сверхпроводниках I рода и смешанного состояния сверхпроводников II рода. Так как поле проникает в образец в областях, где $H_0 \geq H_{ic1}$, то ГРВМО с ростом поля постепенно сжимается вокруг ГД и двойников с наиболее высокими критическими параметрами (H_{ic1}, J_{ci}, T_{ci}). Здесь H_{ic1} – термодинамическое первое критическое магнитное поле двойников, J_{ci} – плотность критического тока двойников, T_{ci} – критическая температура перехода двойников в сверхпроводящее состояние.

Результаты

На рис.2 для демонстрации зависимости магнитного отклика образца и его двойников от амплитуды и частоты (энергии и длины волны) приведены зависимости $B_{tr}(H_0)$ для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) эпитаксиальной пленки, измеренные при температуре T = 77.4 К с помощью ПХ площадью рабочей поверхности $S_{HP} \approx$ 0.1x0.05 мм^2 и резонансной частотой f_{tr} (H_0) L_kC_k контура, содержащего микросоленоид с массивным квазимонокристаллическим YBCO образцом. Разработанная установка позволяла измерить сигнал от ПХ с точностью 2.5 10^{-7} Т. Как видно из рисунков 2а,б, с уменьшением длины и увеличением энергии волны

из-за роста амплитуды и укладывания на образец и двойники большего числа колебаний ОЗЛМП индуцированная бегущая волна начинает все больше и больше охватывать ГД и взаимодействовать с образованными на них L, C, R контурами. Это в свою очередь приводит к скачкообразному росту B_{tr} и f_{tr}. Кроме этого, согласно рис.2б с увеличением амплитуды и частоты ОЗЛМП, начиная от $\Omega \approx 352$ Hz до $\Omega \approx 5$ kHz, а также при нулевой частоте зависимость $B_{tr}(H_0)$ монотонно растет, достигая области насыщения. Однако, при уменьшении частоты от значения $\Omega \approx 352$ Hz до $\Omega \approx 157$ Hz с ростом амплитуды ОЗЛМП зависимость $B_{tr}(H_0)$ после плавного роста и перехода через начальный участок насыщения начинает принимать произвольные значения с постепенным уменьшением амплитуды выбросов с ростом поля. Это связанно с тем, что с уменьшением длины волны и ростом ее амплитуды волна начинает все меньше и меньше замечать образец и, как следствие, на зависимости $B_{tr}(H_0)$ начинают проявляться произвольные скачки. Как показали исследования, протяженность области насыщения увеличивается с увеличением $S_{НР}$ ПХ и размеров площади образца.

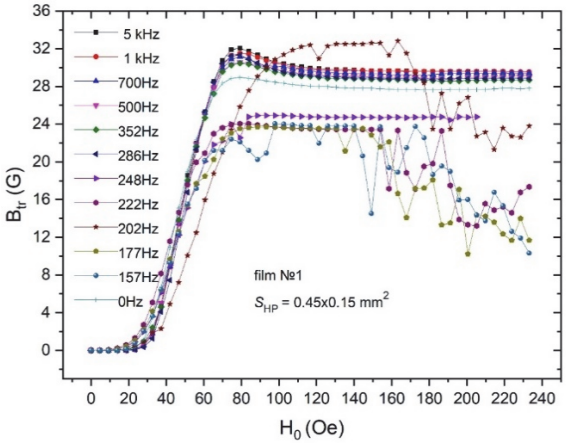


Рисунок 2а

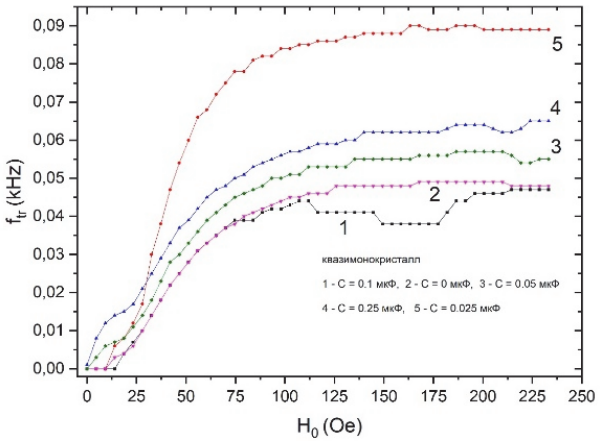


Рисунок 2б

Вышеописанные результаты помогли определить массу и скорость перемещения малоподвижных вихревых молекул, состоящих из междвойниковых стыковых вихрей и междвойниковых стыковых антивихрей, которые содержат в себе джозефсоновские вихри и зажимают между собой абрикосовские вихри. Вихри в молекуле, а также вихревые молекулы взаимодействуют между собой через свои поля размагничивания [1]. Это в свою очередь ограничивает скорость движения вихрей, что подтверждается постепенным уменьшением скорости магнитной релаксации B_{tr} вплоть до сведения его к нулю с ростом поля. Кроме того, исследования позволили определить силы пиннингов F_p этих вихрей на ГД и изучить динамику изменения F_p в зависимости от амплитуды и частоты ОЗЛМП. Исходя из этих исследований, также изучалась эволюция междвойниковых джозефсоновских энергий связи и энергии конденсации купперовских пар в берегах ГД.

На рис.3 в увеличенном масштабе приведена «хвостовая» часть зависимости $B_{tr}(H_0)$ для YBCO эпитаксиальной пленки, измеренной при температуре T = 77.4 K с помощью ПХ размером $S_{НР} \approx 0.1$x0.05 mm^2 на частоте $\Omega \approx 352$ Hz. На вставке приведена зависимость $B_{tr}(H_0)$ целиком.

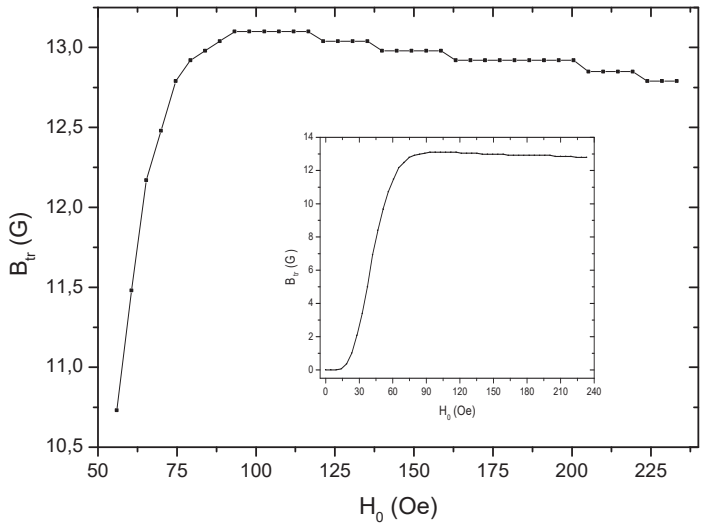


Рисунок 3

Рис. 2б и рис. 3 отчетливо демонстрируют процесс постепенного распада двойников больших размеров на группы двойников меньших размеров с близкими размагничивающими факторами, когда H_0 достигает значения H_{ic1} [1]. Это приводит к тому, что после каждого процесса “деления” образца число проникающих вихрей не меняется, что хорошо демонстрируется одинаковыми уровнями скачков ΔB_{tr} и Δf_{tr} на рис.2б, рис.3 вне зависимости от амплитуды и частоты ОЗЛМП. Частота ОЗЛМП только меняет расположение области скачков на шкале поля.

Заключение

Таким образом, с уменьшением размеров более упорядоченно расположенных суб- и нанокристаллитов распространяющаяся волна охватывает все больше ГД, в берега которых полностью проникает поле. Из-за квантования магнитного потока, соизмеримости периода вихревой решетки и квазипериодической сверхструктуры слабых связей распад двойников и проникновение вихрей происходит самосогласованно.

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

Список литературы

1. Kh. R. Rostami. Structure and Parameters of Boundary Vortices in a Superconducting Josephson Medium. // JETP Letters. 2018. V.108. pp. 734–739.

3. И. Р. Рахмонов, Ю. М. Шукринов, П. Х. Атанасова, Е. В. Земляная, М. В. Башашин. Влияние индуктивной и емкостной связей на вольт-амперную характеристику и электромагнитное излучение системы джозефсоновских переходов. // ЖЭТФ. 2017. Т.151. № 1. С. 151–159.

4. Дж. Блейкмор, Физика твердого тела, Мир, М. (1988).

5. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, Физматгиз (1963).

AMPLITUDE-FREQUENCY CHARACTERISTICS OF A SUPERCONDUCTOR RESPONSE CAUSED BY THE OSCILLATING EXPONENTIALLY DECAYING TRAVELING MAGNETIC WAVE

Kh. R. Rostami

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

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

It is shown that when a superconductor is exposed to a decaying oscillating local magnetic field (DOLMF), an exponentially decaying traveling magnetic wave is induced in the sample. With a decrease in the length and an increase in the energy of the wave due to an increase in amplitude and a large number of DOLMF oscillations on the sample and twins, the induced traveling wave begins to cover more and more twin boundaries and interact with the LCR circuits formed on them. This, in turn, leads to an abrupt increase in the density of the trapped magnetic flux and the residual resonant frequency of the L_kC_k oscillatory circuits.

Keywords: high-temperature superconductors, epitaxial films, twin boundaries, amplitude–frequency characteristics

УДК 538.945

ГРАНИЦЫ ДВОЙНИКОВАНИЯ В $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ КАК РАЗДЕЛИТЕЛЬНЫЕ ПОЛОСЫ ЗОН ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

Х. Р. Ростами

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

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

Для одновременного получения полезной информации о физических процессах вблизи и на границе двойникования и периоде границ двойникования разработана осцилляционная дифференциальная методика локальной диагностики сверхпроводников. Обнаружено, что резкое уменьшение периода границ двойникования приводит к скачкообразному уменьшению эффективной глубины проникновения магнитного поля λ_{eff} вблизи границ двойникования и, как следствие, к усилению сверхтока возле границ двойникования. В итоге с уменьшением размеров двойников ток в них существенно растет и превосходит ток распаривания Гинзбурга-Ландау J_c^{GL}.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, захват магнитного потока, двойники, граница двойникования, волновая функция

Введение

Установлено, что даже самые совершенные монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) содержат в себе большое количество регулярно расположенных границ двойникования (ГД) с плоскостью двойникования (110). В зависимости от способа приготовления материала ГД могут иметь ширину $\Delta d \sim (30 – 50)10^{-10}$ М, а расстояние между ГД может составлять $d \sim (200 – 2000)10^{-10}$ М [1, 2]. Решением уравнений Гинзбурга-Ландау в [3] было показано, что на ГД фаза волновой функции сверхпроводящих электронов $\Psi(x)$ может изменяться на π скачком (см. рис.1a) и в них могут оканчиваться вихревые нити (см. рис.1c).

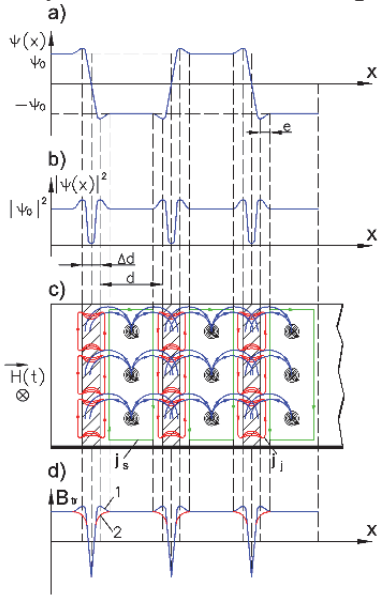


Рисунок 1

Следовательно, значение квадрата модуля сверхпроводящего параметра порядка $|\Psi(x)|^2$ может расти $|\Psi(x)|^2 > |\Psi_0|^2$ при сближении с ГД и спадать внутри нее $0 \leq |\Psi(x)|^2 < |\Psi_0|^2$ (см. рис.1б). Здесь $|\Psi_0|^2$ – значение квадрата модуля сверхпроводящего параметра порядка $|\Psi(x)|^2$ вдали от ГД. Таким образом, в работе [3] фактически рассматривалась возможность существования джозефсоновских туннельных явлений одновременно со стимулированием сверхпроводимости возле ГД. В работе [4] ГД рассматривались как слабые связи, ограничивающие транспортный ток и притягивающие к себе вихри (см. рис. 1в). На начальном этапе исследования ВТСП обнаружение в ряде работ пика теплоемкости выше критической температуры T_c монокристаллических YBCO было объяснено именно усилением сверхпроводимости возле ГД по сравнению с объемом [2]. Однако, при дальнейших исследованиях согласовывались с выводами [4], и ГД рассматривались только как слабые связи, ограничивающие транспортный ток и притягивающие к себе вихри. Задачи образования с помощью ГД доменной микроструктуры в электронной подсистеме ВТСП, приводящие к неоднородному пространственному распределению плотности носителей заряда сверхтока на ГД и вблизи неё, снова стали актуальными [5] в связи с обнаружением в сверхпроводнике на основе железа модулирования плотности сверхтекучей жидкости с помощью ГД [6,7]. В работе [6] в сверхпроводящем состоянии двойниковых ромбических недостаточно допированных кристаллов $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ с помощью СКВИД микроскопа обнаружены полосы повышенной диамагнитной восприимчивости, которые исчезали в тетрагональных передопированных кристаллах. Было заключено, что эти полосы соответствуют повышенной плотности сверхтекучей жидкости на ГД. Сравнивая предсказанные амплитуды полос с экспериментом и используя лондонскую связь между глубиной проникновения и сверхтекучей плотностью ($n_s \sim 1 / \lambda^2$), было обнаружено повышение плотности куперовских пар на ГД и увеличение барьера для вихря, пересекающего ГД [8]. Подгонка к наблюдаемой температурной зависимости амплитуды полос позволила предположить, что ГД имеют более высокую критическую температуру, чем в объеме, хотя полосы выше критической температуры не наблюдались. С целью дальнейшей проверки гипотезы образования с помощью ГД доменной микроструктуры в электронной подсистеме ВТСП, представляется интересным выяснение особенностей взаимодействия кристаллической и электронной микроструктур двойниковых доменов и ГД с помощью воздействия на них фронтом бегущей затухающей магнитной волны [9]. Такая методика даст возможность выделить границу раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО), движение которой вокруг ГД позволит изучить распределение плотности сверхтока вблизи и на ГД в зависимости от периода решетки ГД.

Методика

Возбуждая в соленоиде осциллирующее затухающее локальное магнитное поле (ОЗЛМП) $H(t) = H_o \exp(-\beta t)\cos\Omega t$, можно вызывать в образце бегущую затухающую волну $A = A_0 \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t)]$. Здесь $\beta = R/(2L) \approx 22$ с$^{-1}$ – коэффициент затухания LC контура, $\omega/2\pi = 1/2\ [(1/(LC) - \beta^2)]^{1/2} \approx 352$ Гц – собственная частота

контура, $L \approx 4.13$ Гн – индуктивность соленоида с остаточным активным сопротивлением обмотки $R \approx 92.6$ Ом при Т=77.4 К, $C = 0.05$ мн – емкость контура, $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор, $|\boldsymbol{k}| = \omega/v$, $\omega = 2\pi f$ – угловая частота, v – скорость волны, $\boldsymbol{r}$ – радиус-вектор, $A_0 = H_0\ exp(-\beta t)$ – амплитуда волны. На основе процедуры вычитания плотности захваченного магнитного потока (ЗМП) B_{tr1}, измеренной в режиме ZFC (zero field cooling), из величины B_{tr2}, измеренной в режиме ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation), была создана осцилляционная дифференциальная методика локального приближения [9]. Благодаря применению процедуры вычитания B_{tr1} из B_{tr2} можно исключить влияние на результаты измерений поверхностного барьера, краевого и объемного пиннингов, а также внутренних и внешних полей размагничивания образца. Такая процедура вместе со ступенчатым изменением амплитуды H_o поля $H(t)$, приложенного к образцу, создает δ-подобное пространственное распределение ЗМП и существенно усиливает величину плотности ЗМП. Это позволяет с более высокой точностью выделить составляющие, связанные с мейснеровскими экранирующими токами образца и его двойников (монодоменов, кристаллитов, суб- и нанокристаллитов), соединенных между собой слабыми джозефсоновскими связями. Таким образом, методика позволяет селективно выделить ГРВМО, который, как показано в [9], в свою очередь из себя представляет эффективный размагничивающий фактор образца. Из-за того, что на образец действовал только передний фронт ступени $H(t)$ (из-за взаимной компенсации ЗМП от положительных и отрицательных полупериодов ОЗЛМП, ЗМП в образце не происходит), первоначально задавалась величина ступени, последовательно суммировались ступени с заранее определенными H_o, создавалась возможность сначала фиксировать, а затем передвигать ГРВМО и следить за его движением вглубь образца и внутри двойников, а затем в обратном направлении. Таким образом, зондирование объема образца с помощью фронта ОЗЛМП позволяло раздельно исследовать магнитное состояние областей с одинаковыми критическими параметрами, произвести «локальный» захват потока и изменить топологию захваченного магнитного потока с помощью фронта поля, и с ростом внешнего поля ГРВМО постепенно локализовать его вокруг двойников и ГД с наиболее высокими критическими параметрами (H_{c1i}, J_{ci}, T_{ci}) [9]. Для сравнительного анализа исследования также проводились в однородном поле, когда параллельно соленоиду вместо емкости включался резистор.

Измерения зависимостей $B_{tr}(H_o)$ и $n_{eff}(H_o)$ проводились преобразователями Холла (ПХ) с размерами рабочей области 2x0.5, 1.5x0.5, 1x0.25, 0.45x0.15, 0.05x0.1 мм^2 и коэффициентами преобразования $\approx$ (80 – 120) μV·10^{-3} Т в магнитном поле $H(t)$ с амплитудой H_o до 1.6 10^{-1} Т при температуре жидкого азота. Установка позволяла регистрировать сигналы ПХ с чувствительностью $\approx 2.5 \cdot 10^{-7}$ Т. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образцов. В измерениях использовались эпитаксиальные пленки YBCO с осью $\boldsymbol{c}$, перпендикулярной плоскости подложки $NdGaO_3$ (110), и массивные текстурированные образцы YBCO. Критическая температура $T_c \approx 92$ К и ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 0.6$ - 1 К измерялась с помощью резонансного измерителя индуктивности.

Результаты

На рис.2 приведены зависимости $B_{tr}(H_o)$ для эпитаксиальной пленки YBCO диаметром $D \approx 8$ mm и $h \sim 0.4$ μm.

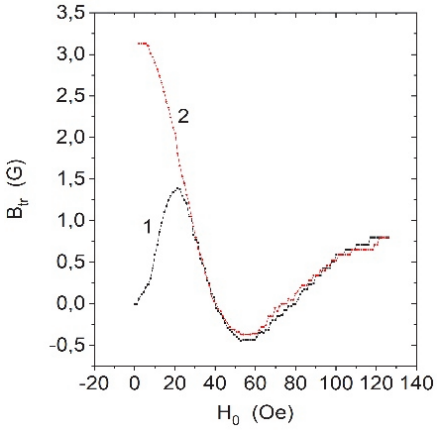


Рисунок 2а

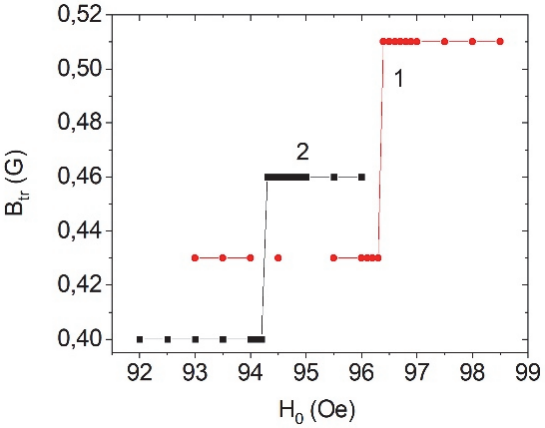


Рисунок 2б

Как видно из рис.2а, пленки с ростом поля скачкообразно распадаются на двойники. На рис.2б приведена прецизионная картина области скачка. Для всех скачков переход происходил примерно с одинаково высокой резкостью. Кривая 1 получена при росте поля, кривая 2 при спаде поля. Согласно рис. 4 работы [9], возле ГД мейснеровские и джозефсоновские токи противоположно направлены. Следовательно, при росте поля или в случае, когда уровень внешнего поля выше чем уровень локальной плотности ЗМП, в узкой области e возле ГД образуются зоны с низкой плотностью тока. Как результат, в отличие от пниктидов железа [8], где ток максимален на ГД и отталкивает вихри от нее, в купратном сверхпроводнике в присутствии поля вихри скатываются внутрь ГД, и поля рассеяния внутри двойниковых стыковых вихрей (ВДСВ), захваченных в точках пересечения ГД двойников, и абрикосовские вихри, захваченные в берегах ГД, через ГД замыкаются на джозефсоновских вихрях и междвойниковых стыковых антивихрях (МДСАВ). После уменьшения или в отсутствие внешнего поля, когда уровень локальной плотности ЗМП выше уровня внешнего поля, мейснеровские и джозефсоновские токи принимают одинаковое направление. Следовательно, в узкой области e возле ГД ток должен увеличиваться с увеличением плотности ГД (см. рис.1г, кривая 1). Таким образом, полученные результаты показывают, что в отличие от пниктидов железа, в купратных ВТСП ГД играют двоякую роль: с одной стороны, усиливают сверхток вблизи ГД, а с другой – подавляют его на ГД. Таким образом, зоны с повышенной плотностью критического тока J_c возле ГД и зоны с пониженной плотностью критического тока J_c на ГД должны сжиматься с уменьшением периода ГД и тем самым усиливать возле ГД контраст модуляции $|\Psi(x)|^2$, качественно показанный на рис.1а,б. В пользу вышеприведенных доводов говорят и следующие факты. С «делением» образца поперечные размеры МДСВ и МДСАВ $a = \lambda = de^{\frac{H_{ic1}\Phi_o}{k\frac{\hbar}{2e}J_c d^3}}$ скачкообразно уменьшаются с уменьшением размеров двойников. Здесь Φ_o – квант магнитного потока, e – заряд электрона, $\hbar$ –

постоянная Планка, $d = \sqrt{\frac{\Phi_o}{H_{ic1}}}$ – размер двойников, $k = \frac{S_{HP}}{d^2}$ – число двойников, охватываемое рабочей поверхностью ПХ, J_c – плотность джозефсоновского критического тока, H_{ic1} – первое критическое магнитное поле двойников.

На рис.3 представлена зависимость размера МДСАВ от термодинамического магнитного поля $a(H_i)$.

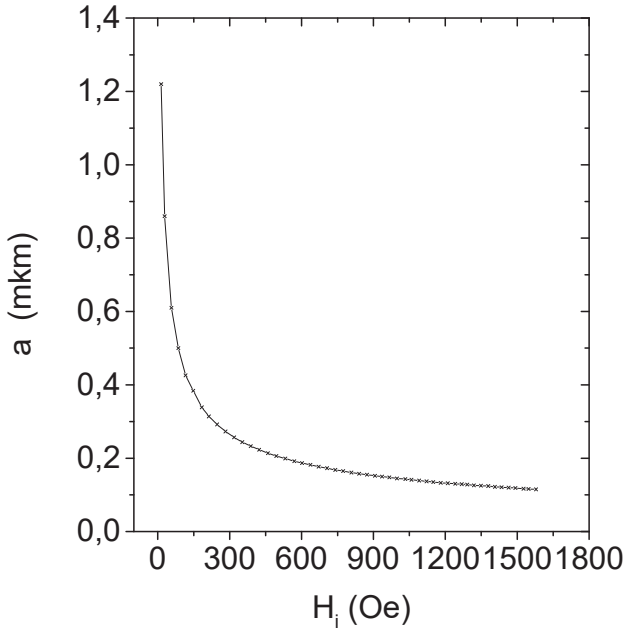


Рисунок 3

Приведенные на рис.3 результаты показали, что с ростом поля размеры МДСАВ, оставаясь близким размеру двойников, уменьшаются от значения ~ 1.22 μм при поле ~ 10^{-3} Т до значения ~ 0.115 μм при поле ≈ 1.2 10^{-4} Т. При этом при поле $H_o \approx 7\ 10^{-2}$ Т размер МДСАВ сравнивается с размером абрикосовского вихря. Отсюда следует, что по аналогии с абрикосовским вихрем с уменьшением пространственного размера МДСАВ (возле ГД) скачкообразно должна уменьшаться величина λ. Согласно формуле: $n_s \sim 1 / \lambda^2$, скачкообразное уменьшение λ приводит к скачкообразному росту n_s, что согласуется с данными рис.1в об увеличении n_s вблизи ГД в результате суммирования мейснеровских и джозефсоновских токов через ГД. С учетом полученных данных можно заключить, что из-за множественных ГД в ВТСП λ сильно промодулирована (меньше вблизи ГД, и растет при удалении от ГД). Уменьшение размеров двойников приводит к сдвигу эффективной глубины проникновения магнитного поля λ_{eff} в сторону уменьшения и, как следствие, к увеличению плотности сверхтока по сравнению с J_c^{GL}. В пользу увеличения и перестройки с ростом поля сверхтоков возле ГД также говорит рост зависимости $B_{tr}(H_o)$ и появление максимума при уменьшении размера рабочей поверхности ПХ от 2x0.5 мм^2 до 0.05x0.1 мм^2. Обнаруженный рост локальных полей при уменьшении размера ПХ и прохождение зависимости $B_{tr}(H_o)$ предварительно через максимум при размере 0.45x0.15 мм^2 указывает на

зависимость сигнала ПХ от сложившейся топологии сверхтоков и плотности распределения ГД под рабочей поверхностью ПХ. Этот вывод также подтверждает неизменность положения максимума при изменении частоты затухания взаимодействующей с ГД волны в диапазоне ≈ (0.2 – 5) кГц.

Заключение

Как видно из полученных результатов, рост сверхтока двойников выше J_c^{GL} является результатом уменьшения периода ГД, что и приводит к скачкообразному уменьшению λ_{eff} вблизи ГД. Подавление сверхтока на ГД и замыкание полей рассеяния вихрей через ГД является результатом резкого скачка фазы параметра порядка $\Psi(x)$ в ГД на π с прохождением $|\Psi(x)|^2$ через нуль. Таким образом, полученные в данной работе результаты показывают, что в купратных ВТСП, в отличие от пниктидов железа, ГД играют двоякую роль: с одной стороны, усиливают сверхток вблизи ГД, а с другой – подавляют его на ГД. Микроскопический механизм этого явления далеко не ясен и требует дальнейших подробных исследований на монокристаллических YBCO ВТСП.

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

Список литературы

1. S. Nakahara, T. Boone, M.F. Yan, G.J. Fisanick, and D.W. Johnson Jr. Defect structure in $Ba_2YCu_3O_7$. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. p. 451.

2. A. A. Abrikosov, A. I. Buzdin, M. L. Kulic, and D. A. Kuptsov. The thermodynamic and magnetic properties of a system of superconducting twinning planes. // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68. # 1. pp. 210–216, http://83.149.229.155/cgi-bin/dn/e_068_01_0210.pdf.

3. А. Ф. Андреев. Экзотическая сверхпроводимость плоскостей двойникования. // Письма в ЖЭТФ **46**, 463 (1987).

4. G. Deutcher, K. A. Muller. Grain boundaries in high-T_c superconductors. // Phys. Rev. Lett. – 1987 – V. 59 – pp. 1745 - 1747.

5. John M. Tranquada. Viewpoint: Modulated superfluid density in an iron-pnictide superconductor. // Physics. 2010. V. 3. pp. 41- 43.

6. B. Kalisky, J. R. Kirtley, J. G. Analytis, Jiun-Haw Chu, A. Vailionis, I. R. Fisher, and K. A. Moler. Stripes of increased diamagnetic susceptibility in underdoped superconducting $Ba(Fe_{1-x}Co_x)_2As_2$ single crystals: Evidence for an enhanced superfluid density at twin boundaries. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. pp. 184513 – 184518.

7. John R. Kirtley, BeenaKalisky, Lan Luan, and Kathryn A. Moler. Meissner response of a bulk superconductor with an embedded sheet of reduced penetration depth. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. pp.184514 - 184530.

8. B. Kalisky, J. R. Kirtley, J. G. Analytis, Jiun-Haw Chu, I. R. Fisher, and K. A. Moler. Behavior of vortices near twin boundaries in underdoped $Ba(Fe_{1-x}Cox)_2As_2$. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. p. 064511, https://doi.org/10.1103/PhysRevB.83.064511.

9. Kh. R. Rostami. Structure and Parameters of Boundary Vortices in a Superconducting Josephson Medium. // JETP Letters. 2018. V.108. pp. 734–739.

TWIN BOUNDARIES IN YBa2Cu3O7-x HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS AS BORDERLINES OF HIGH-DENSITY SUPERFLUID REGIONS

Kh. R. Rostami

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

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

An oscillatory differential method of local diagnostics of superconductors has been developed to obtain useful information on physical processes near and on a twin boundary (TB) and on the period of TBs. It is shown that a sharp decrease in the period of TBs leads to a stepwise decrease in the effective penetration depth λ_{eff} of the magnetic field and, as a consequence, to the enhancement of the supercurrent near TBs. As a result, with decreasing size of twins, the current in them significantly increases and becomes greater than the Ginzburg-Landau depairing current J_c^{GL}.

Keywords: high-temperature superconductor, magnetic flux traping, twins, twinning boundary, wave function

УДК 538.945

СПОСОБ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ В ПЛЕНОЧНЫХ ДВОЙНИКОВЫХ $YBa_2Cu_3O_7$-X РЕВЕРСИВНЫХ ЗАПОМИНАЮЩИХ СРЕДАХ

Х. Р. Ростами

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

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

Показано, что с учетом наличия в двойниковых YBa2Cu3O7-x эпитаксиальных пленках периодически расположенных границ двойникования (ГД) и регулирования с помощью переднего фронта импульсного осциллирующего затухающего локального магнитного поля периода расположения ГД в широком диапазоне, а также созданная техническаявозможность осуществления локального захвата магнитного потока на ГД, вихри, захваченные на точках пересечения ГД, можно использовать в качестве носителя информации.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, эпитаксиальные пленки, двойники, границы двойникования, вихри

Введение

Известно, что в случае воздействия на объект импульсным магнитным полем, резкость фронта сигнала магнитного отклика вещества определяется временем реакции среды на скорость изменения поля, то есть среда выступает в роли некой емкости, имеющей свое время зарядки. Выход тыловой части импульса из образца после отключения магнитного поля затухает экспоненциально до нуля в бесконечности и в *e* раз на размере образца. Обнаружено, что в реверсивных средах с ярко выраженными запоминающими свойствами, каковыми являются высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) [1], при действии на образец импульсным осциллирующим затухающим локальным магнитным полем (ОЗЛМП) – $H(t) = H_o\exp(-\beta t)\cos\Omega t$ с амплитудой $H_o\exp(-\beta t)$ (здесь $\beta = R/(2L)$ – коэффициент затухания, $\Omega = (\omega^2 - \beta^2)^{1/2}$ – собственная частота колебательного LC контура, $\omega^2 = 1/(LC)$, R – активное сопротивление соленоида L, параллельно подключенного с емкостью C) сразу после снятия импульса $H_o\exp(-\beta t)$ ОЗЛМП меняется по косинусоидальному закону. Это приводит к тому, что захват магнитного потока (ЗМП) от тыловой части импульса $H_o\exp(-\beta t)$ вследствие взаимных компенсаций положительных и отрицательных полупериодов ОЗЛМП не происходит, и ЗМП в ВТСП образце возникает только от переднего фронта ОЗЛМП [2]. Как показали исследования, в ВТСП образце ОЗЛМП затухает намного быстрее (более 23 раз (см. ниже)), нежели в средах, не обладающих запоминающими свойствами. Таким образом создается ситуация, при которой на исследуемые объекты фактически действует только фронт импульсного магнитного поля, а его тыловая часть просто «срезана», чтобы образец не почувствовал на себе действия эффекта «эха» после снятия импульса магнитного поля. С другой стороны, показано, что в зависимости от способа приготовления $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (YBCO) монокристаллов границы двойникования (ГД) в них могут иметь ширину $\Delta d \approx (30 - 50)\ 10^{-10}$ М, а расстояние между ГД может составлять

$d \approx (200 – 2000)10^{-10}$ М [3, 4]. Таким образом, исходя из вышесказанного, используя созданные технические возможности осуществления локального ЗМП и учитывая высокие показатели ВТСП материалов, плотность ЗМП - B_{tr} на ГД двойниковых YBCO эпитаксиальных пленок, вихри, захваченные на ГД можно использовать в качестве носителя информации.

В данной статье путем учета структурных и магнитных характеристик двойниковых YBCO эпитаксиальных пленок с использованием новых экспериментальных методов оценивается возможность использования YBCO эпитаксиальных пленок в качестве реверсивных запоминающих сред и осуществимости на их основе криогенной слабой магнето - наноэлектроники.

Методика

Для демонстрации способа управления процессами записи на ГД, хранения, считывания и стирания информации в пленке YBCO с помощью переднего фронта $H_o = H_o\exp(-\beta(t=0))$ или передним фронтом ступени импульсного постоянного магнитного поля в режимах ZFC (zero field cooling) и ZFCMFA (zero field cooling with magnetic flux accumulation) нами исследовались магнитополевые зависимости Btr(Ho) в массивных и низкоразмерных ВТСП [2]. ZFC – это режим охлаждения образца в нулевом магнитном поле с последующим включением внешнего поля. В данном случае обеспечивается непосредственное взаимодействие магнитного поля с образцом и его двойниками (монодомены, кристаллиты-зерна, суб- и нанокристаллиты), соединенными между собой слабыми джозефсоновскими связями и находящимися в мейснеровском состоянии. ZFCMFA – это режим охлаждения в нулевом магнитном поле с последующим накоплением магнитного потока при ступенчатом росте внешнего поля. В данном режиме производится поэтапное разрушение междвойниковых слабых связей образца полями размагничивания двойников и, по возможности, обеспечивается взаимодействие внешнего поля с «изолированными» двойниками [2]. Таким образом, в отличие от режима ZFC, режим ZFCMFA позволяет кроме макроскопических свойств ВТСП локальным способом изучить также физические процессы внутри образца и его двойников.

На рис.1 приведена временная диаграмма, реализующая режимы ZFC и ZFCMFA. Для упрощения процедуры анализа полученных результатов через одинаковые интервалы времени ступени ОЗЛМП шаг за шагом увеличивали на постоянную величину ΔH_o.

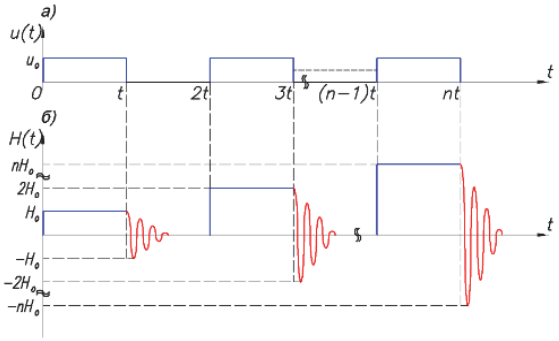


Рисунок 1

На рис. 2а в увеличенном масштабе приведена временная зависимость ОЗЛМП – часть поля $H(t)$, изображающая затухающий в образце задний фронт импульсного магнитного поля после его снятия.

На рис.2б схематически показано распределение по радиусу r отклика образца B_{tr} на воздействие поля $H(t)$, позволяющее определить величину остаточного поля, вызванного неполной компенсацией сигнала от положительных и отрицательных полупериодов поля $H(t)$.

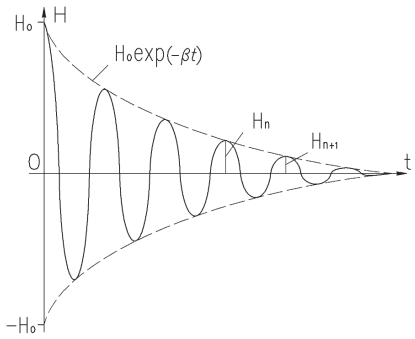


Рисунок 2а

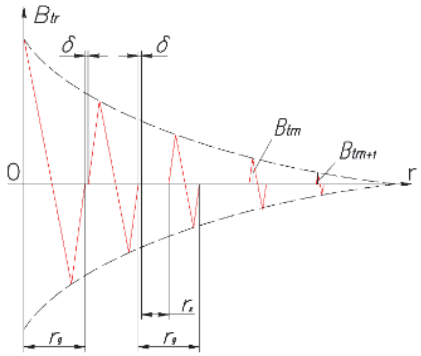


Рисунок 2б

При приложении к находящейся в сверхпроводящем состоянии YBCO пленке направленного перпендикулярно к ее поверхности магнитного поля $H(t)$, когда значения суммарных ступенек амплитуды $H_o\exp(-\beta(t=0))$ достигают значений термодинамического первого критического магнитного поля H_{ic1} двойников, пленка скачкообразно «распадается» на группы двойников с близкими размагничивающими факторами n. Это, в свою очередь, приводит к скачкообразному проникновению магнитного потока в пленку и ее двойники через ГД, вызывая эффект скачка на зависимости $B_{tr}(H_o)$ [2]. Рассмотрен случай, когда поле $H(t)$ приводит к реализации модели Бина [5] в двойниках размером $2r_g$ и к подавлению слабых связей в междвойниковом пространстве шириной δ. Степень подавления остаточного сигнала определялась из выражений:

$$k = \frac{B_{tr}(t=0)}{\sum_{n=1}^{N}[B_{tr}(t_{2n-1}) - B_{tr}(t_{2n})]}$$

Для оценки величины k при значениях t, соответствующих шести экстремумам первых трех периодов поля $H(t)$, определим $B_{tr}(t)$ из амплитуды поля $H_o\exp(-\beta t)$. Для этого вычислим $B_{tr}(t_{2n}) = B_{tr2} + B_{tr4} + B_{tr6}$ и $B_{tr}(t_{2n-1}) = B_{tr1} + B_{tr3} + B_{tr5}$ для положительных и отрицательных полупериодов соответственно. Как показал анализ, из-за многократной компенсации сигнала отклика от положительных и отрицательных полупериодов поля $H(t)$ усредненный остаточный сигнал является величиной второго порядка по сравнению с сигналом отклика образца B_{tr} на первый четвертьпериод поля $H(t)$. Согласно приведенному расчету, для всех выбранных значений $H_o\exp(-\beta t)$ коэффициент подавления остаточного сигнала $k \approx 23.1$ постоянен в частотном диапазоне 0.1 – 10 кГц. Кроме того, при работе со сверхпроводящим соленоидом из-за нулевого сопротивления соленоида существенно уменьшается коэффициент затухания β LC контура. В этом случае уменьшается возникающий после фронта магнитного поля остаточный сигнал

и повышается разрешение методики из-за уменьшения декремента затухания $D = \ln(H_n/H_{n+1})$ LC контура. Это обстоятельство очень важно для случая воздействия на образец ОЗЛМП низкой частоты, и позволяет путем размещения на образце как можно большего числа колебания существенно повысить пространственное разрешение методики. Таким образом, в отличие от традиционных методик, применение ОЗЛМП позволяет избавиться от остаточных полей в соленоиде и обеспечивает высокоточную работу системы записи, считывания, хранения и стирания информации в ВТСП образце (см. ниже). С помощью процедуры вычитания из B_{tr2} измеренной в режиме ZFCMFA величины B_{tr1}, измеренной в режиме ZFC, проводился дифференцирование магнитополевой зависимости $[(B_{tr2} - B_{tr1}) /\Delta H_o](H_o)$, что позволял обнаружить скачкообразное изменение производной $\Delta B_{tr} /\Delta H_o$ в области полей, когда граница раздела вихревых и мейснеровских областей (ГРВМО) пересекает ГД (здесь $B_{tr2} - B_{tr1} = \Delta B_{tr}$). Это существенно сужает ширину δ-подобного распределения $(\Delta B_{tr} /\Delta H_o)(H_o)$ и с более высокой точностью выделяет ГД в двойниках, что позволяет повысить плотность записанной с помощью B_{tr} информации. В случае воздействия на образец ступеньками постоянного магнитного поля и применения процедуры дифференцирования при пересечении ГРВМО периодически расположенных в двойниках ГД, на ГД и возле них образуются плавные гауссовские распределения $(\Delta B_{tr} /\Delta H_o)(H_o)$, и в двойниках возникает пространство периодически расположенных гауссовских функций. В случае применения ступенек ОЗЛМП и процедуры дифференцирования при пересечении ГРВМО с ГД, на ГД возникают резкие скачки $(\Delta B_{tr} /\Delta H_o)(H_o)$ в форме дираковских δ функций, и в двойниках образуется пространство периодически расположенных δ функций. С ростом поля происходит распад двойников больших размеров на двойники меньших размеров, что приводит к уменьшению периода распределения ГД и, как следствие, к уплотнению пространств гауссовских и дираковских функций. Таким образом, путем отключения емкости C параллельно включенным соленоидом L к пленке прилагаются ступени постоянного поля, а при обратном включении емкости C создаются ступени ОЗЛМП, и циклированием и переключением полей осуществляются взаимные переходы между гауссовским и дираковским пространствами периодически расположенных $(\Delta B_{tr} /\Delta H_o)(H_o)$ функций. Регулирование величины ступеней приложенного к пленке постоянного магнитного поля или амплитуды $H_o\exp(-\beta(t=0))$ ОЗЛМП позволяло с помощью ГРВМО произвести на ГД локальный захват B_{tr} и записать информацию в двойниках разных групп, повышать объем записанной информации, контролировать процесс многократной реверсивной записи, считывания, хранения и стирания носителя информации локальной плотности ЗМП.

Результаты

На рис.3 приведена магнитополевая зависимость $B_{tr}(H_o)$ для YBCO эпитаксиальной пленки толщиной $\approx 0.4\cdot10^{-6}$ m, измеренная при температуре T = 77.4 K с помощью преобразователя Холла (ПХ) площадью рабочей поверхности $S_{HP} \approx (0.1x0.05)10^{-6}$ M^2. На вставке показана область скачка при сканировании полем с мелкими шагами. Кривая 1 при росте поля, кривая 2 при уменьшении поля.

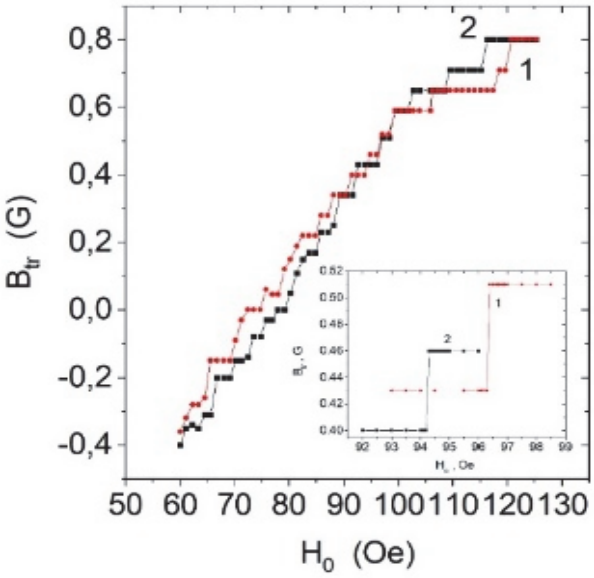


Рисунок 3

Как видно из рис. 3, при полях распада двойников поток через ГД скачкообразно проникает в пленку, вызывая скачки равной величины ΔB_{trm} на зависимости $B_{tr}(H_o)$. Оценивая число вихрей $N = \Delta\Phi/\Phi_0$ (здесь Φ_0 – квант магнитного потока), соответствующих скачкам магнитного потока $\Delta\Phi = S_{\text{НР}} \cdot \Delta B_{trm}$, получаем $N \approx 10$. То есть после каждого скачка число вихрей увеличивается примерно в 10 раз. Разные интервалы между скачками на рис.3 демонстрируют динамику изменения в двойниках плотности распределения ГД с ростом внешнего магнитного поля. На каждый двойник с захваченным внутридвойниковым стыковым вихрем (ВДСВ) или междвойниковым стыковым антивихрем (МДСАВ) [2,6] приходится $\frac{N\Phi_o}{k}$ квантов магнитного потока (k число двойников). Как видно из рис.3, скачкообразный рост B_{tr} при увеличении амплитуды ступеней ОЗЛМП (кривая 1) и скачкообразный спад B_{tr} при уменьшении H_o с таким же шагом (кривая 2) позволяют задавать требуемый период распределения ГД с записанной B_{tr} в пленке. В [7] показано, что с ростом поля размеры образованных в точках пересечения ГД малоподвижных «стоячих» ВДСВ и МДСАВ в отличие от абрикосовских вихрей уменьшаются, становясь меньше размеров абрикосовских вихрей, сохраняя свою форму и периодическое распределение. Согласно [6] размеры ВДСВ и МДСАВ совпадают с размерами двойников и, уменьшаясь с ростом поля, принимают значения $\approx (30 - 50)\ 10^{-10}$ м. Именно ВДСВ и МДСАВ можно использовать в качестве носителя информации в двойниковых YBCO эпитаксиальных пленках. Следовательно, предварительное картографирование с помощью линейки микроскопических ПХ [7,8] динамики изменения размеров ячеек «сетки», образованной при помощи ГД с захваченными вихрями, и ввод ее параметров в компьютер позволит осуществить процесс записи, считывания, хранения и стирания информации в YBCO эпитаксиальной пленке с помощью регулировки амплитуды ступенек ОЗЛМП.

Заключение

Таким образом, исходя из созданных возможностей (квантование магнитного потока в пленке; распад YBCO эпитаксиальной пленки на группы двойников с квантованными пространственными масштабами; изменение периода распределения ГД и плотности записанной информации; многоразовое считывание и бесконечно долгое хранение записанной информации; осуществление обратным полем стирания записанной информации), можно заключить, что эпитаксиальные пленки YBCO являются управляемыми многоуровневыми реверсивными запоминающими средами, позволяющими на их основе создавать квантовые элементы памяти и кубиты размерами $\approx (30 - 50)10^{-10}$ м.

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

Список литературы

1.Kh. R. Ozmanyan, V.B. Sandomirskii, A.A. Sukhanov. Magnetic field trapping HTSC as a reversible memory medium. // Supercond. Sci. and Technol. 1990. V. 3. pp. 255–258.

2. Kh. R. Rostami. A Method for Analyzing Physical Processes at the Vortex Front in High-Temperature Superconductors. // Phys. Solid State. 2013. V. 55. p. 1786.

3. S. Nakahara, M. F. Boone, G. J. Fisanick Yan, and D. W. Johnson D.W. Defect structure in $Ba_2YCu_3O_7$. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. Pp. 451- .

4. A.A. Abrikosov, A.I. Buzdin, M.L. Kulic, D.A. Kuptsov. The thermodynamic and magnetic properties of a system of superconducting twinning planes. // Sov. Phys. JETP. 1989. V. 68. # 1. pp. 210-216.

5. C. P. Bean. Magnetization of High Field Superconductors. // Rev. Mod. Phys. 1964. V.36. pp. 31-39.

6. Kh. R. Rostami. Structure and Parameters of Boundary Vortices in a Superconducting Josephson Medium. // JETP Letters. 2018. V.108. pp. 734–739.

7. M. Dede, R. Akram, A. Oral, 3D scanning Hall probe microscopy with 700 nm resolution. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. # 18. P. 182407, https://doi.org/10.1063/1.4966896.

8. V. M. Pudalov. Measurements of the magnetic properties of conduction electrons // Physics-Uspekhi. 2021. V. 64. # 1. p. 3.

METHOD FOR RECORDING INFORMATION IN TWINNED YBa2Cu3O7-x FILM REVERSIBLE STORAGE MEDIA

Kh. R. Rostami

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

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

It is shown that, taking into account the presence of periodically located twin boundaries (TBs) in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ twinned epitaxial films and controlling the period of TBs in a wide range by the leading edge of a pulsed oscillating decaying local magnetic field, as well as the technical possibilities for implementing a local trapped magnetic flux on TBs, one can use vortices trapped at the intersection points of the TBs as an information carrier.

Keywords: high-temperature superconductors, epitaxial films, twins, twin boundaries, vortices

УДК 53.01

МЕХАНИКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И МАТЕРИАЛОВ В СВЕТЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДОСТИЖЕНИЙ XXI ВЕКА

М.Я. Иванов [1,2] , С.И. Константинов[3], С.В. Мизин[4]
[1]НИИ Механики МГУ, Москва, Россия
[2]МЭИ, Кафедра «ПГТ», Москва, Россия
[3]ГПУ им. А.И. Герцена, Санкт Петербург, Россия
[4]ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия
E-mail: mikhivan@yandex.ru

В работе излагается классическая теория электромагнитного поля и вещества на основе зарегистрированных силовых линий Фарадея в полном соответствии с экспериментальными достижениями XXI века. В стационарном случае данная теория поля сводится к унифицированному закону Гука-Ньютона-Кулона в форме квазилинейного уравнения Пуассона-Больцмана, в нестационарном случае приводит к расширенной системе электромагнитных уравнений Максвелла. С помощью предложенной методологии рассмотрена механика материалов. Работа содержит характерные демонстрационные примеры.

Ключевые слова: электромагнитное поле, силовые линии Фарадея, электродинамика, сопротивление материалов.

Одна из основных проблем современной науки состоит в несовместимости теоретического описания явлений на больших (галактических) расстояниях и на предельно малых расстояниях - масштабах ядер, атомов и молекул. В плане выхода из сложившейся ситуации настоящая работа рассматривает традиционную классическую методологию механики сплошной среды на основе законов сохранения массы, импульса и энергии с унифицированной математической формулировкой теории поля на любых масштабах. В частности, работа представляет единую формулировку знаменитых законов Гука, Ньютона и Кулона для стационарных (не зависящих от времени) полей [1-3]. Эта формулировка дается квазилинейным дифференциальным уравнением Пуассона-Больцмана для потенциала силового поля φ

$$D^2\Delta\varphi = 2sh\varphi. \tag{1}$$

Здесь величина D представляет собой радиус экранирования Дебая-Гюккеля, который появляется при моделировании любого силового поля. Из этого уравнения за пределами экранирования на расстояниях, превышающих D, имеем с произвольной наперед заданной точностью закон обратных квадратов для дальнодействующих и близкодействующих силовых полей. Этот закон единым путем в рамках классической методологии механики сплошной среды описывает гравитационные, электростатические, сильные и слабые силовые поля.

Следует специально подчеркнуть, что теоретическая часть представленной работы всецело основана на выдающихся экспериментальных достижениях XXI века. Здесь укажем, прежде всего, ряд многочисленных публикаций по надежной регистрации сверхсветовых движений материи (см., например [4] и цитированную там литературу), Учитывая принципиальное значение этого вопроса, приведем

обобщающие результаты исследований из работы [4]. На рис.1 представлена зависимость скорости движения материи в галактической сверхсветовой струе квазара 3С 273 от величины относительного расстояния (mas) от его центра (черной дыры). Здесь величина скорости доходит до 15 значений скоростей света.

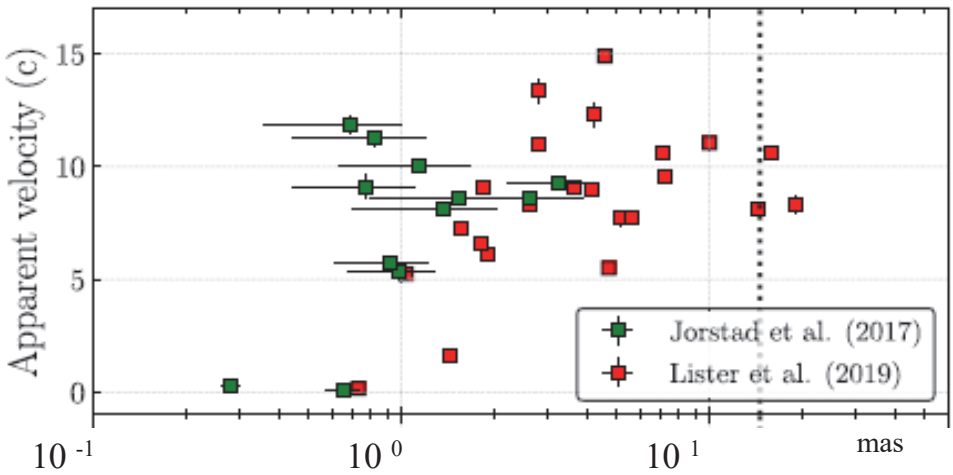
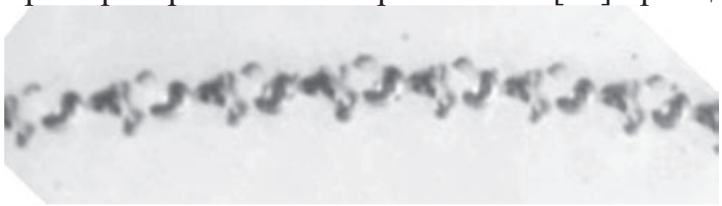
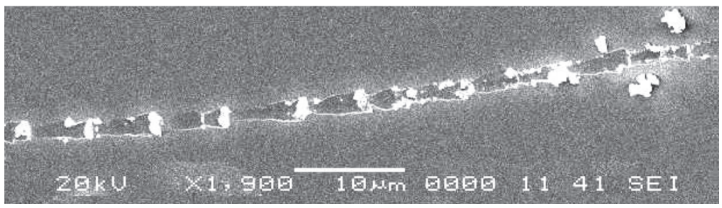


Рисунок 1 – Скорость движения материи (в величинах скорости света) в галактической сверхсветовой струе квазара 3С 273 в зависимости от величины относительного расстояния (mas) от его центра (1 mas ~ 2.7 pc ~ 1.2×10^5 Rs)

Далее укажем уникальные эксперименты на ускорителях по анализу внутренней структуры протона [5-7] и поляризованного пространства атома [8,9]. Весьма важными для подтверждения выводов нашей работы будут опубликованные к настоящему времени результаты многочисленных экспериментов по генерации «странного» излучения и образованию разного рода треков [10-13]. Примеры треков на поверхности из [12] приведены на рис.2.



(а)



(б)

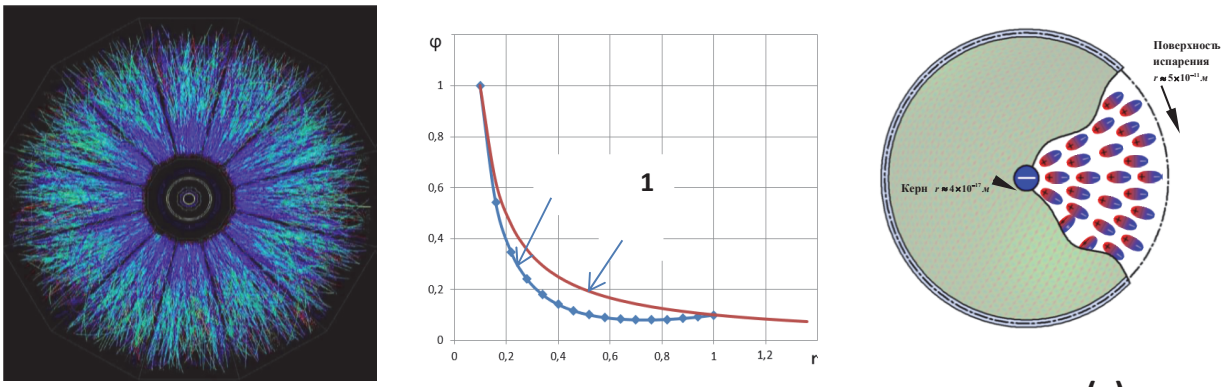
Рисунок 2 – Фрагмент типичного трека с периодическим рисунком (период 60 мкм) (а) и трека на слюде (протяженные следы разрушения поверхности) (б)

В плане принципиальных результатов процитированных работ отметим определение величины давления внутри протона (порядка 10^{35} Па) [5], отсутствие кварков в протоне [6,7], регистрация силовых линий Фарадея и их воздействия при

движении по поверхности в форме треков [12]. Экспериментальные результаты XXI века демонстрируют несостоятельность теоретической физики XX века и невозможность решения в её рамках головной проблемы науки в плане объединения основных силовых взаимодействий в природе.

Экспериментальное обнаружение материальности силовых линий Фарадея

Силовые линии электромагнитного поля впервые были введены в физику электромагнитных явлений Майклом Фарадеем. В своих исследованиях он утверждает, что реальность электромагнитных явлений выражается в форме указанных силовых линий. Ярким подтверждением материальности силовых линий могут служить опубликованные в последнее время результаты экспериментов по томографии внешних электронных оболочек атомов, наглядно демонстрирующие наличие материальных силовых линий Фарадея. С помощью современных способов томографии [8] указанная регистрация была выполнена и опубликована в блестящей работе [9] в начале 2023 года. На рис.3,а показано диагностированное изображение поляризованного пространства типичного атома (иона золота). Отчетливо наблюдается «силовое» поле внутреннего поляризованного пространства иона в форме «силовых» линий, идущих от центра атома к его периферии. Рис.3,б показывает результаты расчета распределения электростатического потенциала φ в этом атоме в соответствии с уравнением (1) по методике [14-16] для двух случаев моделирования: при наличии среды (линия 1) и при её отсутствии (линия 2). На рис.3,в приведено также качественное изображение силовых линий Фарадея в поляризованном пространстве электрона из [14].



(а) **(б)** **(в)**

Рисунок 3 - Зарегистрированное экспериментально [9] наличие поляризованного пространства атома (**а**) и рассчитанное распределение электростатического потенциала φ (б) по методу [14] при наличии материи (линия 1) и при её отсутствии (линия 2), силовые линии Фарадея в поляризованном пространстве электрона [14] (в)

Томография иона золота выполнена в Брукхейвенской национальной лаборатории США [9]. Основным инструментом этого способа является релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC) [8], позволяющий с помощью релятивистски ускоренного пучка ионов создать достаточно интенсивные потоки

ультракоротковолновых фотонов, которыми облучаются отдельные покоящиеся ионы (рис.4). Отдавая определенную дань современной научной моде, авторы этого метода связали его с явлением «новой квантовой запутанности». Напомним, что квантовой запутанностью называется связь двух (и более) частиц, свойства которых остаются одинаковыми вне зависимости от того, как далеко эти частицы находятся друг от друга. В то же время, помимо гипотезы «новой квантовой запутанности» следует проанализировать возможности объяснения связи одинаковых отдельных ионов на значительных расстояниях друг от друга в рамках классических механических подходов, допуская наличие неконденсированной среды (физического вакуума, эфира и т.п.). При этом движущиеся ионы, создающие фотоны облучения, должны быть разогнаны до релятивистских скоростей (что вполне реализуемо с помощью современных ускорителей, в частности, на коллайдере тяжелых ионов RHIC).

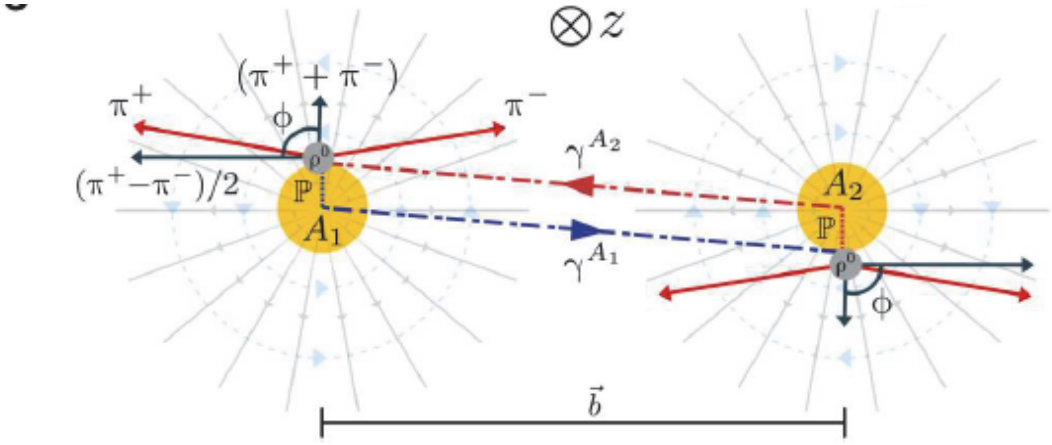


Рисунок 4 – Схема взаимодействия ионов золота из работы [8].

В настоящей статье рассматриваются механические подходы к анализу структуры атома на основе силовых линий Фарадея, позволяющие с классических позиций подойти к решению проблемы и, в частности, проблемы квантовой запутанности. При этом вибрации силовых линий при наличии внешнего переменного электромагнитного поля сопровождается генерацией «странного» излучения, а разрушение структуры силовых линий приводит к образованию отделившихся кусков этих материальных образований. Их дальнейшее движение (обычно вдоль поверхностей) – суть источник разного рода хорошо регистрируемых треков, пятен и других следов [10-13].

Математическое описание силовых линий Фарадея

Теория Фарадея утверждает принципиальный момент реальности электромагнитных явлений, материализация которых выражается в форме силовых линий. В настоящем разделе статьи рассмотрим законы сохранения подобных силовых линий электромагнитного поля в свободном пространстве (физическом вакууме), полагая его однородной упругой средой. При этом, повторяя методологический подход Максвелла, будем широко использовать аналогию с классической гидродинамикой.

Для произвольного векторного силового поля, присутствующего в упругой среде выделим потенциальную и вихревую составляющие этого поля. Запишем электрическое поле $\vec{E}$ и магнитное поле $\vec{H}$ в форме суперпозиции

$$\vec{E} = grad\varphi + rot\vec{A}, \quad (2)$$

$$\vec{H} = grad\psi + rot\vec{B}, \quad (3)$$

где φ и ψ – скалярные продольные потенциалы, а $\vec{A}$ и $\vec{B}$ – векторные поперечные потенциалы электрического и магнитного поля соответственно. Сначала примем случай отсутствия в рассматриваемой области внутренних источников поля (зарядов и токов). Применяя оператор div к векторным полям (2) и (3) получим для потенциальных составляющих этих силовых полей законы сохранения силовых линий

$$div\vec{E} = \Delta\varphi = 0, \quad (4)$$

$$div\vec{H} = \Delta\psi = 0. \quad (5)$$

Соотношения (4) и (5) суть стационарные уравнения Максвелла в «чистом» вакууме. Эти уравнения известны в гидродинамике как закон сохранения массы несжимаемой жидкости (уравнение неразрывности), а в статистической физике как закон сохранения фазового объема (уравнение Лиувилля). Здесь смысл силовых линий потенциальной составляющей этих силовых полей предельно ясен – это линии градиента потенциала (например, в гидродинамике – это линии тока несжимаемой жидкости). При этом наличие вторых вихревых слагаемых у силовых полей (3) и (4) характеризует эффект завихренности (закрутки) силовых линий в данной точке. При отсутствии завихренности силовых линий имеем чисто потенциальное поле. Уравнение (4) - это закон сохранения силовых линий стационарного электрического поля при отсутствии внутренних зарядов. Уравнение (5) позволяет выполнить аналогичное рассмотрение механики силовых линий магнитного поля.

По аналогии с гидродинамикой введем понятие плотности силовых линий электрического поля ρ_E и магнитного поля ρ_H. Запишем законы сохранения количества силовых линий в форме: для стационарного случая

$$div(\rho_E\vec{E}) = div(\rho_E \cdot grad\varphi) = 0, \quad (6)$$

$$div(\rho_H\vec{H}) = div(\rho_H \cdot grad\psi) = 0, \quad (7)$$

для нестационарного случая

$$\frac{\partial\rho_E}{\partial t} + div(\rho_E\vec{E}) = \frac{\partial\rho_E}{\partial t} + div(\rho_E \cdot grad\varphi) = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial\rho_H}{\partial t} + div(\rho_H\vec{H}) = \frac{\partial\rho_H}{\partial t} + div(\rho_H \cdot grad\psi) = 0. \quad (9)$$

Проводя стандартную процедуру линеаризации уравнений (8) и (9) по аналогии с механикой сплошной среды (газовой динамикой) не сложно прийти к уравнениям

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_l \ \mathrm{div}\,\vec{E} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + c_l \ \mathrm{div}\,\vec{H} = 0 \quad (11)$$

где c_l – характерная скорость распространения продольного возмущения, p и q – плотности силовых линий электрического и магнитного поля.

Для анализа нестационарного электромагнитного поля выразим частные производные по времени с помощью (2) и (3)

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = grad\,\frac{\partial \varphi}{\partial t} + rot\,\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = grad\,\frac{\partial \psi}{\partial t} + rot\,\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \tag{13}$$

Сопоставляя соотношения (12) и (13) с соответствующими уравнениями Максвелла, запишем выражения

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mathrm{c} \cdot \vec{H},\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot \vec{E}\ . \tag{14}$$

Т.о. напряженность магнитного поля появляется только при движении зарядов в нестационарном процессе и является скоростью изменения вихревой составляющей (векторного потенциала) напряженности электрического поля. У появляющегося в нестационарном случае этого магнитного поля также следует рассматривать потенциальную и свою вихревую составляющие. В свою очередь скорость изменения вихревой составляющей магнитного поля генерирует электрическое поле. Поэтому **магнитного монополя не существует**. Электромагнитное поле – это единое поле, связанное только с электрическими зарядами и их движением (с вихревой закруткой силовых линий электрического поля).

Анализ уравнений (8)-(14) приводит к обобщенной системе

$$\frac{\partial \overline{E}}{\partial t} - c\ \mathrm{rot}\,\overline{H} + c_l\ \mathrm{grad}\ p = 0, \tag{15}$$

$$\frac{\partial \overline{H}}{\partial t} + c\ \mathrm{rot}\,\overline{E} + c_l\ \mathrm{grad}\ q = 0, \tag{16}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c_l\ \mathrm{div}\,\overline{E} = 0, \tag{17}$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + c_l\ \mathrm{div}\,\overline{H} = 0. \tag{18}$$

Эта система уравнений представляет собой расширенную систему уравнений Максвелла, которая моделирует распространение поперечных и продольных волн.

Принципиальным моментом приведенного анализа является тот факт, что электромагнитное поле это единое сопряженное поле, которое в целях удобства рассмотрения и выполнения экспериментальных измерений можно разделить на электрическую (2) и магнитную (3) составляющие по соотношениям (14). Указанные соотношения (14) лежат в основе описания явлений индукции и самоиндукции.

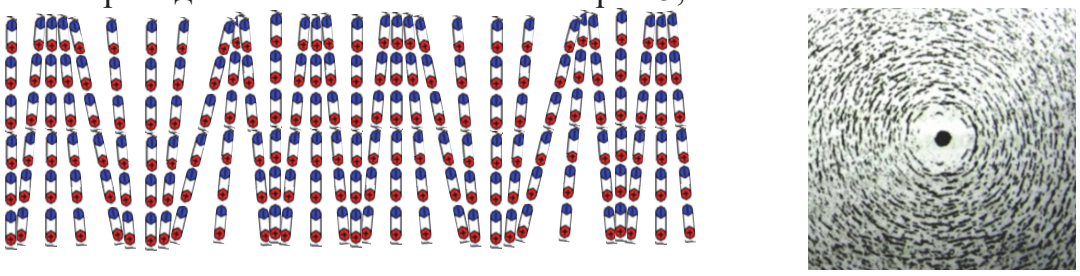
Здесь следует также подчеркнуть, что методология моделирования аналогична подходу, развитому в работах А.В. Рыкова [17,18], всецело основана на классической механике сплошной среды и на современных экспериментальных достижениях XXI века. В работе также приведены характерные численные и аналитические решения.

Источники, стоки, интенсивность и завихренность силовых линий

Рассмотрим сначала стационарный случай электростатических силовых линий (при отсутствии движения зарядов). Простейшим примером элементарного стационарного источника силовых линий Фарадея может служить электрон. Точечность электрона оценивается примерно на уровне масштабов 10^{-17}м.·Он имеет вокруг себя поляризованное пространство [19], ограниченное сферой радиуса $r_p \sim 10^{-10}$м (так называемую «шубу»). Это пространство заполнено силовыми электростатическими линиями Фарадея (следует предположить, что картина силовых линий в поляризованном пространстве электрона аналогична картине, показанной на рис.1,а). Распределение электрического потенциала в данном поляризованном пространстве описывается уравнением (1) и приведено на рис.1,б (линия 1). Излом потенциала на границе поляризованного пространства связан с наведенным силовыми линиями отрицательным зарядом. При этом имеем скачек значения концентрации силовых линий (нитей) по оценкам, выполненным в работах [14,15], на величину порядка 10^{30} (с $1.35 \cdot 10^{43}$ до $1.8 \cdot 10^{13}$). Вне поляризованного пространства электрона при $r > r_p$ имеем классическое падение потенциала, пропорциональное $1/r$ (для сферического случая при отсутствии зарядов, линия 2 на рис.2,б). Однако и в этом свободном пространстве присутствуют разреженные силовые линии Фарадея, распространяющиеся от точечного электрона (с указанной выше концентрацией, порядка 10^{13}).

При движении электрона следует рассматривать его электромагнитное поле при наличии потенциальной и вихревой составляющих на основе соотношений (2) и (3). Для этого проанализируем подробнее систему (15)–(18). При движении зарядов имеем единое электромагнитное поле (2) и (3), связанное через векторные потенциалы A и B по соотношениям (14). Благодаря рассмотрению потенциальной составляющей магнитного поля ψ можем по аналогии с классической гидродинамикой ввести вихревые замкнутые магнитные линии тока (типа трубок тока). Эти магнитные линии тока лежат на поверхностях постоянного электрического потенциала и в каждой точке перпендикулярны электрическим силовым линиям, проходящим через данную точку.

Приведем наглядные демонстрационные примеры силовых линий. Для стационарного случая в зазоре плоского конденсатора электрические силовые линии выстраиваются между обкладками (рис.5,а), определяя при этом максвелловский ток смещения. Равномерное электрическое поле реализуется строго вертикальными отрезками прямых. Магнитные силовые линии вокруг линейного проводника с током показаны на рис.5,б.



(а) (б)

Рисунок 5 - Электрические силовые линии в зазоре плоского конденсатора между обкладками (а) и магнитные силовые линии вокруг линейного проводника с током (б)

Основываясь на представлении электрической и магнитной напряженности с помощью соотношений (2) и (3) и их связи через векторные потенциалы (14) рассмотрим механику работы трансформатора переменного тока. С позиций нашей методологии достаточно «материализовать» только электрические силовые линии и рассматривать, прежде всего, электрическую напряженность в форме (2), состоящую из потенциальной и вихревой части. Тогда при движении зарядов магнитная напряженность появляется в форме

$$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \mathrm{c} \cdot \vec{H},$$

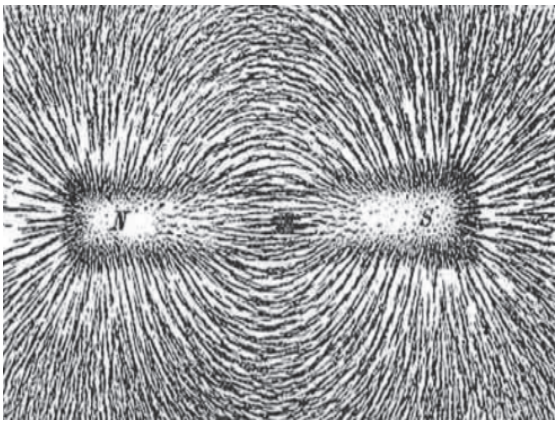
как частная производная по времени от векторного потенциала А напряженности электрического поля и характеризует «закрутку» (вихревую составляющую) материализованных силовых линий электрического поля. Таким образом, движение электронов в первичной обмотке трансформатора закручивает силовые линии электрического поля, содержащего силовые линии от этих движущихся под действием внешнего приложенного напряжения электронов тока в первичной обмотке, и индуцирует, благодаря соотношению

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c \cdot \vec{E},$$

(за счет своего вихревого потенциала В) электрическое поле во вторичной обмотке трансформатора. Это индуцированное электрическое поле вызывает индуцированный ток во вторичной обмотке трансформатора. Магнитные силовые линии суть единые вихревые магнитные трубки. Они представляют собой, в частности, закрученные силовые линии электрического поля для первичной и вторичной обмоток трансформатора. В силу сказанного силовые линии (трубки) магнитного поля являются замкнутыми и магнитные монополи не могут существовать.

Приведем также школьные иллюстрации электростатического и магнитного полей. На рис. 6,а и 6,б показана демонстрация фарадеевых силовых линий электростатического (а) и магнитного (б) полей при наличии дополнительно материальных носителей.





(а) (б)

Рисунок 6 - Демонстрация фарадеевых силовых линий электростатического (а) и магнитного (б) полей

О материалах

Изложим теперь классическую механику поля с силовыми линиями Фарадея для конденсированной (достаточно плотной) материи (для материалов) [16] и сравним её с механикой неконденсированной (достаточно разреженной) материи. Примерами "неконденсированной" материи являются фотонный газ, темная материя, эфирная среда, а также так называемый "физический" вакуум. В свободном пространстве космоса это вещество имеет температуру 2,735 К, плотность ~10^{-26} кг/м^3 и давление ~10^{-9} Па. Плотная среда, заполняющая свободное пространство между молекулами, атомами и внутри атомов, отнесена к понятию "конденсированной" материи (это и есть материалы).

В стационарном случае (при отсутствии движения зарядов) можно наглядно демонстрировать только чисто электрические силовые линии Фарадея, как линии градиента электрического потенциала φ (в соответствии с соотношением (1) и (2)). Магнитное поле появляется только в нестационарном случае (при движении зарядов - наличии электрического тока) и его также можно представить в виде магнитных силовых линий, вводя в рассмотрение свою потенциальную и вихревую части (в соответствии с соотношением (3), рис.6,а).

Материалы состоят из «конденсированного» вещества, для которого все взаимодействия (гравитационные, слабые и сильные) определяются также силовыми линиями Фарадея (в соответствии с соотношениями (1)-(3)). Структура материалов на основе силовых линий Фарадея достаточно подробно изложена в статьях [1,14-16].

Заключение

Экспериментальные результаты XXI века демонстрируют несостоятельность теоретической физики XX века и невозможность решения в её рамках головной проблемы науки в плане объединения основных силовых взаимодействий в природе. Основным положением данной работы является единая теория поля и материалов на основе реально существующих силовых линий Фарадея. Силовые линии Фарадея определяют, в частности, структурные образования электронных оболочек атомов и молекул. Вибрации силовых линий при наличии внешнего переменного электромагнитного поля сопровождается генерацией «странного» излучения, а разрушение структуры силовых линий приводит к образованию отделившихся кусков этих материальных образований. Их дальнейшее продвижение (обычно вдоль поверхностей) – суть источник разного рода хорошо регистрируемых треков, пятен и других следов.

В стационарном случае (при отсутствии движения зарядов) можно наглядно демонстрировать только чисто электрические силовые линии Фарадея, как линии градиента электрического потенциала. Магнитное поле появляется только при движении зарядов и его также можно представить в виде магнитных силовых линий, вводя в рассмотрение свою потенциальную и вихревую части. Через скалярный потенциал этого поля можно определить силовые линии магнитного поля. При этом эти линии будут замкнутыми.

Силовые линии Фарадея позволяют полностью реабилитировать классическую физику XIX века и рассматривать единый унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона (1) для описания силовых полей и материалов.

Список литературы

1. Иванов М.Я. Унифицированный закон Гука-Ньютона-Кулона для описания силовых полей и материалов. XXIX Межд. Конф. ЭМПиМ, МЭИ, 26-27 ноября 2021. С. 3-7.
2. Ivanov M.Ya., Konstantinov S.I, Mizin S.V. Plasmodynamics features and tomography of an atom in the presence of Faraday force lines. Proc. of the 22d International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, JIHT RAS, April 25-27, 2023. P.101-104.
3. Иванов М.Я., Мизин С.В. Механика физического вакуума в формулировке потенциала Ньютона с приложениями. Физ. обр. в ВУЗах.,2023, т.29, №3.
4. Hiroki Okino, Kazunori Akiyama, Keiichi Asada et al. Collimation of the Relativistic Jet in the Quasar 3C273. The Astrophysical Journal, 940:65 (17pp), 2022 November 20.
doi.org/10.3847/1538-4357/ac97e5
5. Burkert, V.D., Elouadrhiri, L. & Girod, F.X. (2018).The pressure distribution inside the proton. Nature 557, P. 396–399.
6. Li, R., Sparveris, N., Atac, H. et al. Measured proton electromagnetic structure deviates from theoretical predictions. Nature 611, P. 265–270 (2022).
7. Measurement of the Generalized Polarizabilities of the Proton in Virtual Compton Scattering (VCS-II). Proposal to Jefferson Lab PAC-51, 14 august 2023.
8. Kabin. E. Relativistic heavy Ion collider RHIC and its detectors. 2000.
9. Tomography of ultrarelativistic nuclei with polarized photon-gluon collisions. STAR COLLABORATION. SCIENCE ADVANCES, 4 Jan 2023,Vol 9, Issue 1,
DOI: 10.1126/sciadv.abq3903.
10. Жигалов В.А,, Пархомов А.Г. Треки странного излучения – движение твердых частиц вдоль поверхности. Материалы XXVII Российской конференции «Холодная трансмутация ядер химических элементов и шаровая молния», С. 51-64, 2022, Москва, Инлис, ISBN 978-5-4499-3591-5.
11. Zhigalov V., Parkhomov A.. The movement of solid particles on the surface forms tracks of strange radiation. ICCF 25.
12. Пархомов А.Г., Жигалов В.А, Новый подход к исследованию треков странного излучения. Вебинар № 12 (сессии зима – весна 2023) семинара Климова-Зателепина, 21 июня 2023.
13. Уруцкоев Л.И., Ликсонов В.И., Циноев В.Г.. Экспериментальное обнаружение ’странного’ излучения и трансформация химических элементов. *Прикладная физика,* 2000, 4: С. 83-100,
14. Ivanov M.Ja. Space energy, Energy Conservation, INTECH, 2012. pp. 4-56.
15. Иванов М.Я., О классической теории единого силового поля с моделированием близкого и дальнего взаимодействия. Физ. обр. в ВУЗах.,2022, т.28, №1. С. 43-61.
16. Иванов М.Я. Механика конденсированной и неконденсированной материи с единым моделированием короткодействующих и дальнодействующих взаимодействий. XIII ВСЕРОССИЙСКИЙ СЪЕЗД ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКЕ 21-25 августа 2023 года, Санкт-Петербург.
17. Рыков А.В. «Тёмная» энергия и «тёмная» материя Вселенной. М.: 2006.
18. Рыков А.В. Вакуум и материя Вселенной. М.: 2010.
19. Окунь Л.Б. Окунь Физика элементарных частиц. Москва. УРСС.2005. 216 с.

MECHANICS OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS IN THE LIGHT OF EXPERIMENTAL ACHIEVEMENTS OF THE XXI CENTURY

M.Ya. Ivanov [1,2] , Konstantinov S.I.[3], Mizin S.V.[4]
[1]SRI Mech. MSU, Moscow, Russia
[2]Moscow Power & Energy Institute, Moscow, Russia
[3]A.I. Herzen State Pedagogical University, Saint Petersburg, Russia
[4]FIAN named after P.N. Lebedev, Moscow, Russia
E-mail: mikhivan@yandex.ru

The paper presents the classical theory of the electromagnetic field and matter based on the registered Faraday lines of force in full accordance with the experimental achievements of the XXI century. In the stationary case, this field theory reduces to a unified Hooke-Newton-Coulomb law in the form of a quasi-linear Poisson-Boltzmann equation, in the non-stationary case it leads to an extended system of Maxwell's electromagnetic equations. With the help of the proposed methodology, the mechanics of materials is considered. The work contains typical demonstration examples.
Key words: electromagnetic field, Faraday lines of force, electrodynamics, resistance of materials.

УДК 621.311

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОВЫШЕННОЙ ЧАСТОТЫ В КОАКСИАЛЬНОМ КАБЕЛЕ

А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, С.С. Кондрашов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: lepeshkin.ar@gmal.com

Приведены результаты моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в коаксиальном кабеле при передаче электроэнергии повышенной частоты. Получены параметры электромагнитного поля и распределения плотности тока в коаксиальном кабеле. Проведен анализ распределений плотности тока и других параметров в поверхностных слоях внутреннего проводника и внешней оболочки кабеля в условиях электромагнитного поля повышенной частоты.

Ключевые слова: электромагнитное поле, повышенная частота, плотность тока, распределения, коаксиальный кабель.

Введение

Актуальная проблема современной малой электроэнергетики – это передача электроэнергии по линиям электропередачи (ЛЭП) на небольшие расстояния для энергосбережения и обеспечения электроснабжения малых электропотребителей. Для передачи электроэнергии на указанные расстояния применяется обычно трёхфазная система передачи электрической энергии на промышленной частоте. У предоставленного метода есть много недостатков: крупные потери электроэнергии в проводах, частые короткие замыкания проводов, большое потребление цветных металлов. С целью решения данной проблемы возможно применять однопроводную систему передачи электроэнергии. Для этого необходимо поменять воздушные линии на кабельные одноцепные коаксиальные линии повышенной частоты и сформировать линии электропередачи с невысокими потерями без использования технологического процесса сверхпроводимости. При этом снижаются материальные затраты на электротехническое оборудование и трансформаторы (значительно уменьшаются их габариты). В данной работе приводятся результаты моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в коаксиальной кабельной линии при передаче электроэнергии повышенной частоты.

Результаты исследований

Одноцепная кабельная линия электропередачи повышенной частоты включает: источник электрической энергии, передающий преобразователь частоты ПЧ1, трансформатор Т1, собственно одноцепную ЛЭП, как правило, в виде коаксиального высоковольтного кабеля ОЛ, трансформатор Т2, приёмный преобразователь частоты ПЧ2, к которому присоединяется одно-или трёх фазная нагрузка (рис. 1).

Целью данной работы является исследование параметров электромагнитного поля повышенной частоты в коаксиальном кабельной линии передачи электроэнергии.

Коаксиальная линия передачи энергии является направляющей системой закрытого вида и представляет собой два металлических проводника цилиндрической формы, расположенных один внутри другого так, что их оси совпадают. Внутренний проводник обычно сделан из сплошного металла или состоит из нескольких более тонких проводников соприкасающихся друг с другом. Наружный проводник имеет вид металлической трубки, которая может быть сплошной трубкой или сплетена из тонких проволочек в виде цилиндрической металлической оплетки.

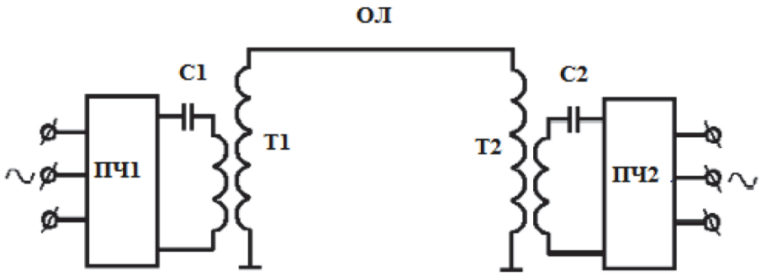


Рисунок 1 – Схема однопроводной ЛЭП

Электромагнитное поле в коаксиальной линии заключено в пространстве между внутренним, т.е. центральным проводником, и наружным проводником, который называют ещё внешним проводником или оболочкой. При передаче по коаксиальной линии высокочастотной энергии по проводникам её текут токи, которые благодаря поверхностному эффекту сосредоточены в проводниках неравномерно. Благодаря этому свойству коаксиальная линия является полностью экранированной линией передачи электромагнитных волн.

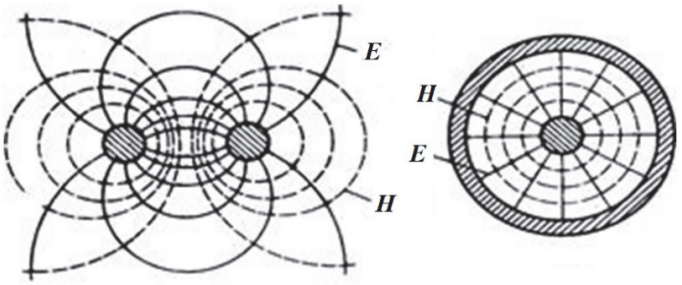
Геометрическими параметрами коаксиальной линии, которые определяют её электрические свойства, являются: диаметр внутреннего проводника, внутренний диаметр оболочки и длина проводника. Внутренний проводник отделен от оболочки слоем диэлектрика с некоторой толщиной. В качестве диэлектрика обычно применяется полиэтилен или фторопласт.

Способность коаксиальной линии (пары) пропускать широкий спектр частот конструктивно обеспечивается коаксиальным расположением внутреннего и внешнего проводников. Особенности распространения электромагнитной энергии по коаксиальной паре обусловлено возможностью уплотнения в широком спектре частот и ставят высокочастотные связи в преимущественное положение по сравнению с низкочастотными. Взаимодействие электромагнитных полей внутреннего и внешнего проводников коаксиальной пары таково, что внешнее поле почти равно нулю.

Таким образом, силовые линии магнитного поля коаксиальной пары располагаются в виде концентрических окружностей внутри нее; вне коаксиальной пары магнитное поле отсутствует. Электрическое поле будет также замыкаться внутри коаксиальной пары по радиальным направлениям между внутренним и внешним проводниками, поэтому за ее пределами оно равно нулю.

На рис. 2 представлены электромагнитные поля симметричной и коаксиальной пар. Как видно, электромагнитное поле коаксиальной пары (рис. 2,*б*) полностью замыкается внутри ее, а силовые линии электромагнитного поля

симметричной пары (рис. 2,*а*) действуют на довольно значительном от нее расстоянии. Отсутствие внешнего электромагнитного поля обусловливает основные достоинства коаксиальных кабелей: высокая защищенность от взаимных и внешних помех, малые тепловые потери в соседних цепях и оболочках.



а) *б*)

Рисунок 2 – Электромагнитное поле симметричной (а) и коаксиальной (б) цепей

Рассмотрим действие поверхностного эффекта (скин–эффект) и эффекта близости в коаксиальных парах и определим характер распространения плотности токов в проводниках при различных частотах.

Распределение плотности тока в проводнике определяется лишь действием поверхностного эффекта (рис. 3). Силовые линии внутреннего магнитного поля, пересекая толщину проводника, наводят в ней вихревые токи, направленные согласно закону Ленца против вращения рукоятки буравчика. Как показано на рис. 3, вихревые токи $I_{в.т}$ в центре проводника имеют направление, обратное движению основного тока, протекающего по проводнику, а на периферии их направления совпадают. В результате взаимодействия вихревых токов с основным происходит такое перераспределение тока по сечению проводника, при котором плотность тока возрастает к поверхности проводника. Это явление, называемое поверхностным эффектом (скин–эффектом), увеличивается с возрастанием частоты тока, магнитной проницаемости, проводимости и диаметра проводника.

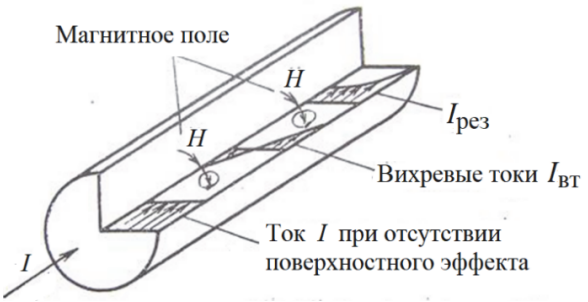


Рисунок 3 – Распределение плотности тока в проводнике

При достаточно высокой частоте ток протекает лишь по поверхности проводника, что вызывает увеличение его активного сопротивления.

Во внешнем проводнике плотность тока увеличивается в направлении к ее внутренней поверхности. Это объясняется воздействием поля внутреннего проводника. Если бы внутреннего проводника не было, то переменный ток, проходя по внешнему проводнику, вследствие поверхностного эффекта вытеснялся бы на внешнюю поверхность. При наличии внутреннего проводника плотность тока увеличивается на внутренней поверхности внешнего проводника.

Рассмотрим процесс перераспределения плотности тока (рис. 4 и рис. 5) во внешнем проводнике *б* за счет воздействия внутреннего проводника *а*. Как показано на рис. 4 рис. 5, переменное магнитное поле, создаваемое током проводника *а*, наводит в металлической толще полого проводника *б* вихревые токи $I_{вт}$.

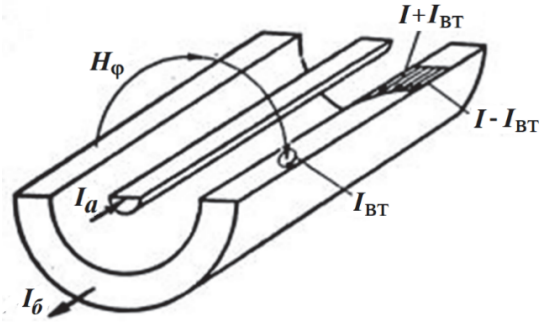


Рисунок 4 – Плотности тока

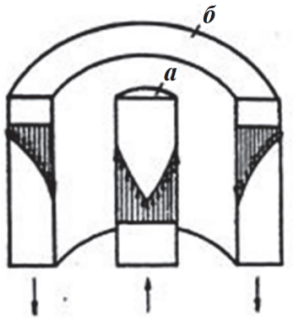


Рисунок 5 – Плотности тока

На внутренней поверхности проводника *б* вихревые токи совпадают по направлению с основным током ($I+I_{в.т}$), а наружной поверхности они движутся против последнего ($I-I_{в.т}$). В результате ток в проводнике *б* перераспределяется таким образом, что его плотность возрастает в направлении к внутренней поверхности. Следовательно, токи в проводниках *а* и *б* как бы смещаются и концентрируются на взаимно обращенных поверхностях проводников (рис. 4 и рис. 5). Чем выше частота тока, тем сильнее эффект смещения тока на внешнюю поверхность проводника *а* и внутреннюю поверхность проводника *б*.

По-другому поверхностный эффект можно объяснить, как проникновение электромагнитного поля в толщину проводника. Причем чем выше частота, тем меньше глубина проникновения поля в металл. Эквивалентной глубиной проникновения называется глубина проникновения в толщу проводника, при которой поле (ток) уменьшается (затухает) в $e = 2{,}718$ раз. С увеличением частоты передаваемого тока глубина проникновения резко уменьшается. В результате энергия сосредотачивается внутри коаксиального кабеля в диэлектрике, а проводники задают лишь направление распространения волн электромагнитной энергии. Мешающее электромагнитное поле высокой частоты, создаваемое соседними цепями передачи или другими источниками помех, действует на внешний проводник коаксиальной пары, также будут распространяться не по всему сечению кабеля, а лишь по его наружной поверхности. Таким образом, внешний проводник коаксиальной пары выполняет две функции: является обратным проводником цепи передачи и защищает (экранирует) передачу, ведущуюся по кабелю, от мешающих влияний. При этом, основной ток передачи концентрируется на внутренней поверхности проводника коаксиальной пары, а ток помех – на наружной стороне внешнего проводника. Как основной ток, так и ток помех проникают в толщу проводника лишь на глубину, определяемую коэффициентом вихревых токов. Причем чем выше частота, тем больше отдаляются друг от друга основной ток и ток помех, и, следовательно, кабель лучше защищен от действия посторонних помех. Таким образом, в отличии от всех других типов кабеля, для защиты которых от помех требуются специальные меры (симметрирование,

экранирование и т.д.), защита коаксиальных кабелей на повышенных и высоких частотах обеспечивается самой их конструкцией. Из изложенного следует, что основные преимущества коаксиального кабеля (высокая помехозащищенность, малое затухание и др.), особенно ярко проявляются в высокочастотной части передаваемого спектра частот.

Для многих практических задач требуется определять параметры линий электропередачи: активное сопротивление и индуктивность и др. Даже простейший расчет падения напряжения на участке линии требует этих параметров. Однако для проводников переменного тока характерен указанный выше поверхностный эффект (скин-эффект). С одной стороны скин-эффект хорошо известен и представлен почти в каждом учебнике [1-3], но с другой стороны, в них рассмотрен только простейший случай цилиндрического монометаллического провода. И в специализированных работах [4-6] используют те же формулы даже в случаях, когда они явно не подходят. При этом большинство работ вообще игнорируют скин-эффект [7-11]. Такая ситуация вызвана высокой вычислительной сложностью учета скин-эффекта аналитическим методом даже в простейших случаях. Например, даже простейший случай цельного цилиндрического провода требует вычисления специальной функции Бесселя от комплексного аргумента [1-3]. Но насколько оправданы игнорирование и использование только простейших формул его учета. На этот вопрос могли бы ответить численные расчеты, но исследователи почему-то игнорируют такую возможность [11-14]. Однако данная тематика с использованием численных методов разрабатывалась и использовалась в специализированных работах [15-24]. Следует отметить, что указанный скин-эффект выражен более сильно в области высоких частот. В области низких частот скин-эффект и распределения плотности тока исследовались с помощью численных методов в сталеалюминиевых проводах (повивах) на промышленной частоте в работах [15]. В работах [25-26] не рассматривались количественные распределения плотности тока и другие параметры электромагнитного поля по толщине внутреннего и внешнего проводников коаксиальных кабелей.

В данной работе исходными данными в пакете программ Elcut для расчета параметров электромагнитного поля повышенной частоты в коаксиальном кабеле РК-75-7 являются: диаметр внутреннего проводника кабеля 1.3 мм, наружный диаметр кабеля 8.6 ± 0.5 мм, длина коаксиальной кабельной линии 2.5 км, в начале коаксиальной линии напряжение 1100 В, частота тока 10 кГц, ток в начале линии 12 А. Разработаны модель и алгоритм решения электромагнитной задачи с учетом геометрии коаксиального кабеля в пакете программ Elcut с использованием метода конечных элементов. С использованием математического моделирования в пакете программ Elcut получены распределения тока во внутреннем проводнике (рис. 6) и во внешней оболочке (рис. 7) коаксиального кабеля РК-75-7 (рис. 8). Проведенный анализ расчетных исследований показал, что потери удельной мощности в коаксиальном кабеле в условиях электромагнитного поля повышенной частоты составили: в жиле - 2.2 Вт/м, в оболочке - 0.44 Вт/м и суммарные – 2.64 Вт/м. Получена экспоненциальная кривая (функция) $L=7.727\cdot\exp(-0.107\cdot f)$ для определения максимальной длины L коаксиального кабеля в зависимости от частоты тока f.

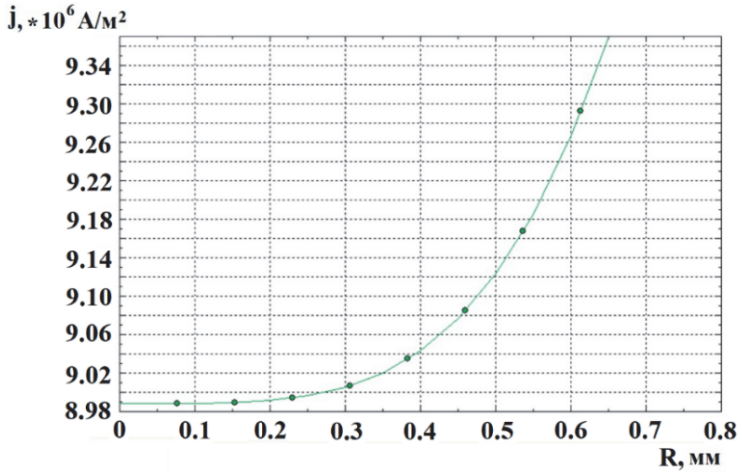


Рисунок 6 – Распределение плотности тока по радиусу внутреннего проводника коаксиального кабеля

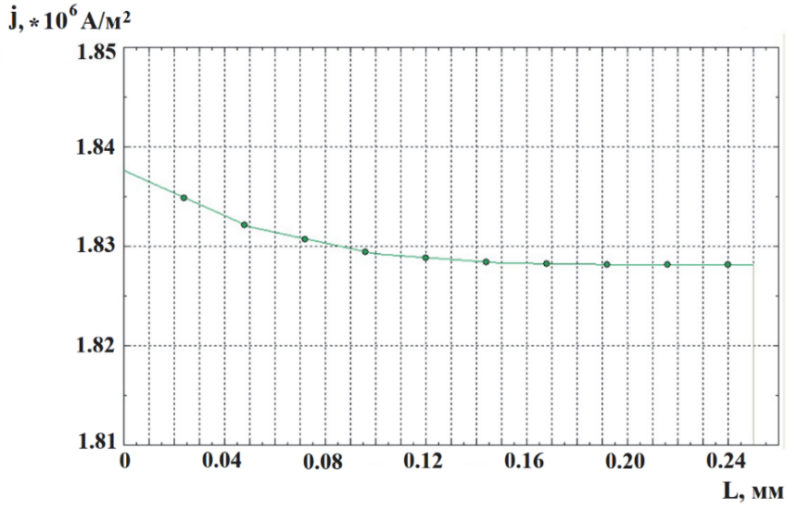


Рисунок 7 – Распределение плотности тока по толщине оболочки коаксиального кабеля

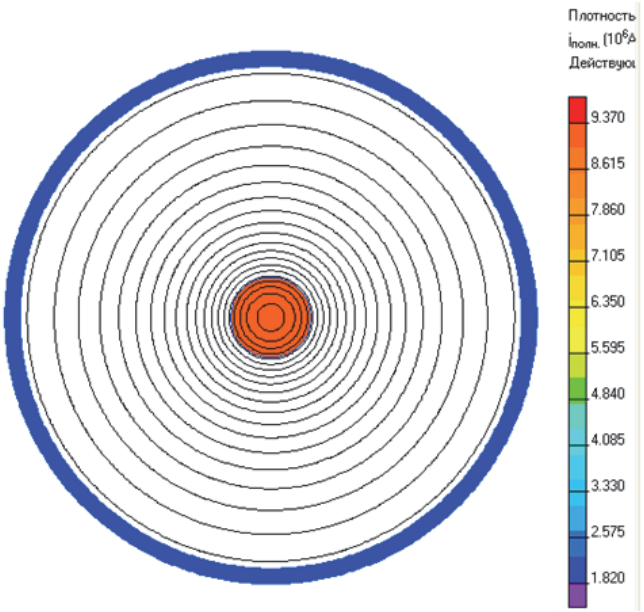


Рисунок 8 – Распределение плотности тока в коаксиальном кабеле

Заключение

Разработаны модель и алгоритм решения электромагнитной задачи с учетом геометрии коаксиального кабеля в пакете программ Elcut с использованием метода конечных элементов. Приведены результаты моделирования и исследований параметров электромагнитного поля в коаксиальном кабеле при передаче электроэнергии повышенной частоты. Получены параметры электромагнитного поля и распределения плотности тока в коаксиальном кабеле. Проведен анализ распределений плотности тока и других параметров в слоях внутреннего проводника и внешней оболочки кабеля в условиях электромагнитного поля повышенной частоты.

Список литературы

1. Демирчян К.С., Нейман Л.Р., Коровкин Н.В., Чечурин В.Л. Теоретические основы электротехники: В 3-х т. Учебник для вузов. Т. 3. 4-е изд. СПб.: Питер, 2004. 377 с.
2. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм: Учеб. пособие. М.: Высшая школа. 1983. 463 с.
3. Измайлов С.В. Курс электродинамики. Учебник для физико-математических факультетов педагогических институтов. М. 1962. 439 с.
4. Vincent T., Morgan T. The current distribution, resistance and internal inductance of liner power system conductors – a rewiew of explicit equations // IEEE Transactions on power delivery. 2013. № 3. pp. 1252-1262.
5. Мищенко, Е. Н. Скин-эффект в обмотках индукторов силовых устройств / Е. Н. Мищенко, В. Ф. Лопатин // Инновационные технологии в машиностроении, образовании и экономике. 2018. №4-1(10). С. 5-13.
6. Евдокимов Ю.К., Фадеева Л.Ю. Импеданс длинной линии с микро-рельефной неоднородной поверхностью с учетом скин-эффекта // Проблемы получения, обработки и передачи измерительной информации. 2019. С. 10-14.
7. Сухичев М. И. Физические обоснования при выборе сечения проводов воздушных линий электропередачи для нормального режима работы // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. 2016. № 4 (254). С. 77 - 88.
8. Goryunov V. N., Girshin S. S., Kuznetsov E. A., Petrova E.V., Bigun A.Ya. A mathematical model of steady-state thermal regime of insulated overhead line conductors // 2016 IEEE 16th International Conference on Environment and Electrical Engineering (EEEIC). 2016. pp. 1-5.
9. Liu Z., Deng H., Peng R., Peng X., Wang R., Zheng W., Wang P., Guo D., Liu G. An equivalent heat transfer model instead of wind speed measuring for dynamic thermal rating of transmission lines // Energies. 2020. № 13. pp. 1 - 18.
10. Kuznetsov E.A., Goryunov V.N., Girshin S.S., Shepelev A.O., Petrova E.V. Influence of insulation on thermal behavior of overhead line conductors // International Journal of Mechanical Engineering and Robotics Research. 2019. № 1. pp. 109-113.
11. Liu G., Li Y., Qi K., Yu J., Cai Y. Sag calculation difference caused by temperature difference between the steel core and outer surface of overhead transmission lines // Proceedings of the 2016 Australasian Universities Power Engineering Conference, AUPEC-2016. 2016. pp. 1-5.
12. Chavez O., Godinez F., Mendez F., Aguilar A. Prediction of temperature profiles and ampacity for a monometallic conductor considering the skin effect and temperature-dependent resistivity // Applied Thermal Engineering. 2016. № 109. pp. 401-412.
13. Girshin S.S., Bigun A. Ya., Kropotin O. V., Shepelev A. O., Tkachenko V.A., Petrova E. V., Goryunov V.N. Comparison approximate analytical solution of the nonlinear differential equation of heating with numerical //Journal of Physics: Conference Series. 2019. № 1260. pp. 1-7.
14. Bigun A.Ya., Sidorov O.A., Osipov D. S., Girshin S.S., Goryunov V.N., Petrova E.V. Mode and climatic factors effect on energy losses in transient heat modes of transmission lines // Journal of Physics: Conference Series. 2018. № 944. pp. 1-5.

15. Сухичев М.И., Скочко Е.М. К вопросу о необходимости учета скин-эффекта для сталеалюминиевых проводов // Промышленная энергетика. 2023. № 1. С. 2-8.

16. Ying Z., Du Z., Feng K., Liu Y., Wu J. Radial thermal circuit model and parameter calculation method for high voltage overhead transmission line // Diangong Jishu Xuebao / Transactions of China Electrotechnical Society. 2016. № 4. pp. 13-21.

17. Liu G., Guo D., Li Y., Wang Y., Chen Y. Calculation of Current Distribution and Analysis of Current Carrying Capacity for Overhead Transmission Line // Huanan Ligong Daxue Xuebao / Journal of South China University of Technology (Natural Science). 2018. № 4. pp. 91-97.

18. Liu G., Li Y., Chen Y., Dong X. Calculation and experiment verification on temperature distribution and radial temperature of overhead transmission line based on electromagnetic-thermal coupling fields // Dianli Xitong Baohuyu Kongzhi / Power System Protection and Control. 2018. № 7. pp. 7-13.

19. Сухичев М.И. Коронный разряд и электростатический коэффициент гладкости провода // Электричество. 2019. № 3. С. 31-35.

20. Kuvaldin A.B., Lepeshkin A.R., Ilyinskaya O.I., Fedin M.A., Kuleshov A.O. Simulation of thermal state of parts with ceramic coatings in a high frequency electromagnetic field // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. pp. 1507-1509.

21. Fedin M.A., Kuvaldin A.B., Lepeshkin A.R., Kondrashov S.S., Fedina S.A., Zhmurko I.E. An integrated approach to the mathematical description of induction heating installations using information technologies // 6th International conference on information technologies in engineering education, Inforino 2022 – proceedings. 6. 2022.

22. Лепешкин А.Р., Ильинская О.И., Кувалдин А.Б., Лепешкин С.А. Исследование нагрева вращающихся дисков турбин в электромагнитном поле, созданном с использованием специальных индукторов и сильных постоянных магнитов // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2020. № 2. С. 112-122.

23. Lepeshkin A.R., Ilinskaya O.I., Kuvaldin A.B., Lepeshkin C.A., Nazarov V.V., Guanghua Z. Method for modeling the modes of induction heating of turbine blades // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. Сер. "Advanced Problems of Electrotechnology" 2020. С. 012022.

24. Kuvaldin A.B., Lepeshkin A.R. A high-speed induction heating of metal cylindrical blanks taking into account thermal stress and elasticity and plasticity properties // Elektrichestvo. 2002. № 6. С. 30-36.

25. Фридман Б. Э., Медведев М. В. Поверхностный эффект в коаксиальных кабелях импульсных установок // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2019. № 5, С. 66–79.

26. Nahman N.S., Holt D.R. Transient Analysis of Coaxial Cables Using the Skin Effect Approximation // IEEE Trans. Circuit Theory, 1972, vol. 19, No. 5, pp. 443–451.

STUDY OF HIGH FREQUENCY ELECTROMAGNETIC FIELD PARAMETERS IN A COAXIAL CABLE

A.R. Lepeshkin, M.A. Fedin, A.B. Kuvaldin, S.S. Kondrashov
National Research University «MPEI», Moscow, Russia
E-mail: lepeshkin.ar@gmal.com

The results of modeling and research of the parameters of the electromagnetic field in a coaxial cable during the transmission of high-frequency electricity are presented. The parameters of the electromagnetic field and current density distribution in the coaxial cable were obtained. An analysis of the distributions of current density and other parameters in the surface layers of the inner conductor and the outer sheath of the cable under conditions of an electromagnetic field of high frequency was carried out.

Key words: electromagnetic field, increased frequency, current density, distribution, coaxial cable.

УДК 621.31

ЦИФРОВОЙ ДВОЙНИК СОЛНЦА ПРЕДСКАЖЕТ БУДУЩЕЕ

Ф.Н. Шакирзянов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва
E-mail: 3728049@mail.ru

И к гадалке не ходи
Фразеологизм

В работе обосновывается необходимость работ по созданию Цифрового двойника Солнца.
Ключевые слова: защита жизни на Земле, супервспышки Солнца.

Наша конференция посвящена 150-летию К.А. Круга – основателя московской электротехнической школы, в этом году исполнилось 95 лет К.С. Демирчяну – главе советской, а затем российской электротехнической школы. Да и сама конференция – тридцатая. Поэтому встреча участников конференции в этом году окрашена юбилейными тонами. А всякий юбилей даёт повод для подведения итогов, оценки результатов работы в прошлом.

Вообще-то конференция наша значительно старше. Она регулярно проводилась с 1967 года, как правило, дважды в год: один раз в СССР, а второй раз в странах Совета Экономической Взаимопомощи (СЭВ). В СССР она называлась Всесоюзной конференцией по гиромагнитной электронике и электродинамике. В странах СЭВ она уже значилась международной, а её название иногда несколько менялось с учётом пожеланий проводящей стороны.

Тематика конференции определялась потребностями министерств электронной и радиотехнической промышленностей СССР и была связана с разработкой и внедрением в спецтехнику изделий и устройств на основе новых ферритовых материалов. В частности, доклады конференции отражали результаты НИР, проводимых в МЭИ на кафедрах ТОЭ, ОРТ, ЭТМ и К по постановлениям директивных органов. В МЭИ была создана единственная в стране одновременно и отраслевая, и проблемная лаборатория ферритов (ОПЛФ).

Задача системного анализа работы конференции за эти годы неимоверно сложна и ждёт ещё своего исследователя.

Я хочу перечислить некоторые свои работы, о которых я докладывал на наших конференциях:

1. Исследование обнаруженного и всесторонне исследованного мной эффекта автогенерации в ферритах на СВЧ при нелинейном ферромагнитном резонансе.

2. Исследование особенностей магнитоакустического резонанса в ферритовых телах, связанных с консервативными системами.

3. Обнаружение и исследование фоторезистивного эффекта в проводящих плёнках (металлов, их сплавов, графита и т.п.) Эффект может быть основой для

разработки элементов и устройств проводниковой (альтернативной полупроводниковой) нано- и пикоэлектроники.

4. Исследование нового, открытого мной, эффекта гиперпроводимости.

5. Исследование новой, предложенной мной физической субстанции - фотонного домена.

6. Создание и исследование второй электродинамической модели шаровой молнии. Первая электродинамическая модель шаровой молнии была предложена П.Л. Капицей.

7. Создание модели Солнца.

8. Постановка задачи создания цифрового двойника Солнца.

Выше перечислены пионерские работы, посвящённые изучению нового, неисследованного. Естественно, за эти годы было представлено на конференциях много докладов с изложением результатов плановых хоздоговорных и госбюджетных НИОКР, ФЦП, инициативных исследований.

Но вернёмся к теме сегодняшнего доклада. В докладе «Что век грядущий нам готовит?» на нашей 29-й конференции была обоснована необходимость срочного начала работ по мегапроекту «Цифровой двойник Солнца». Позднее статья «Что век грядущий нам готовит?» была опубликована в Известиях РАН. Серия физическая [1]. Цель мегапроекта – сохранение жизни на нашей планете Земля, которой угрожают супервспышки, или вспышки – убийцы на Солнце. Как показывают астрономические наблюдения, такие вспышки происходят довольно часто на звёздах класса G2 (жёлтые карлики), к которому относится наше Солнце.

Совсем недавно, 15 февраля 2022 г., супервспышка произошла и на Солнце. Однако человечеству на этот раз повезло: выброс излучения и вещества был направлен не в сторону Земли. Если бы огненный выдох нашего светила затронул нашу планету, то магнитосфера Земли не смогла бы обеспечить необходимый уровень защиты. Даже после относительно слабых вспышек повсеместно на Земле нарушается работа энергосистем и систем связи, нарушается работа электро- и радиооборудования космических аппаратов в околоземном пространстве. Во время супервспышки энергия, излучаемая звездой, увеличивается в десятки тысяч раз. Если это случится на Солнце сейчас, то человечество исчезнет, и на Земле сохранятся лишь простейшие формы жизни.

В [1] сообщалось: «Супервспышки Солнца происходили неоднократно. Археологические исследования свидетельствуют о супервспышках Солнца в глубокой древности, наблюдались они и в новейшей истории. Подвергалась ли Земля воздействию супервспышек-убийц, неизвестно, но Марс, видимо, подвергался. Считается, что именно супервспышка “сорвала” атмосферу с этой прекрасной планеты и уничтожила жизнь на ней. Случившееся с Марсом показывает, что смертельная угроза жизни на Земле реальна. Перед этой угрозой меркнут все проблемы, решением которых заняты земляне. Все ничтожно перед этой угрозой и борьба отдельных личностей за свое благополучие, и конфликт национальных, социальных групп, стран и 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».

Однако уровень развития нашей цивилизации позволяет подготовиться к этой угрозе не обреченно. Объединенные 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:

– расчет времени, продолжительности, энергии и построение диаграммы направленности излучения и солнечного ветра от супервспышки Солнца;

– определение продолжительности, энергетического уровня и последствий воздействия супервспышки на Землю;

– создание искусственной среды обитания, запасов жизнеобеспечения (энергия, пища, кислород и т.д.);

– создание и закладка на хранение банков биологического фонда, информационных банков знаний и т.п.;

– разработка способов кондиционирования климата планеты и восстановления форм жизни.

Конечно, перечень задач значительно шире, чем приведённый. Результатом исследований должно стать создание Цифрового двойника Солнца. Эта задача ставлена нами впервые. В Швейцарии объявлена десятилетняя программа создания цифрового двойника Земли. Мы же ставим задачу создания цифрового двойника Солнца. При этом необходимо максимально использовать данные и информацию о Солнце за всю историю его научных наблюдений. Совпадение картины жизни Солнца и его цифрового двойника за последние сто лет даст возможность искать, находить, а следовательно, заглянуть в будущее, то есть предсказывать будущее реального Солнца с помощью его цифрового двойника и, в частности, предсказать время, мощность его вспышек, супервспышек в будущем. Таким образом, Цифровой двойник Солнца будет, по существу, инструментом объективного предсказания будущего.

Литература

1. Шакирзянов Ф.Н., Бутырин П.А., Абдулкеримов С.А., Михеев Д.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 86. № 9. С. 1226; Shakirzianov F.N., Butyrin P.A., Abdulkerimov S.A., Mikheev D.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 11. P. 1198.

A DIGITAL TWIN OF THE SUN WILL PREDICT THE FUTURE

F.N. Shakirzianov
National Research University «MPEI», Russia, Moscow
E-mail: 3728049@mail.ru

The work substantiates the need for work to create a Digital Twin of the Sun.

Key words: protection of life on Earth, 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)*

УДК 537.624;537.632

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

Э. Г. Локк, С. В. Герус

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

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

На основе точного дисперсионного уравнения, полученного на основе уравнений Максвелла без использования магнитостатического приближения, рассчитаны изочастотные характеристики спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой пластине, одна из поверхностей которой граничит с идеальной магнитной стенкой. Проведено сравнение изочастотных зависимостей, рассчитанных в магнитостатическом приближении и без него. Показано, что в отличие от описания волн в магнитостатическом приближении в данной структуре не могут возникать спиновые волны, у которых волновой вектор ориентирован параллельно вектору постоянного однородного магнитного поля.

Ключевые слова: ферритовая пластина, магнитная стенка, спиновая волна, изочастотная зависимость.

Для дальнейшего динамичного развития магноники, происходящего в последние годы, необходимо развивать как теоретические, так и экспериментальные методы исследования характеристик спиновых волн (СВ). СВ с волновыми числами $0 < k < 10^4$ см$^{-1}$, обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [1], считая, что величина волнового числа СВ $k >> k_0 \equiv \omega/c$ (здесь ω – циклическая частота СВ, а c – скорость света в вакууме) и поэтому в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c. Из-за использования МСП при описании СВ эти волны часто называют магнитостатическими. Такое описание СВ уже более полувека используется при разработке различных приборов на основе СВ для спиновой электроники [2, 3]. Однако, в ряде работ [4 – 12], в которых МСП не использовалось, был установлен ряд новых свойств СВ, что, несомненно, является стимулом для дальнейших исследований этих волн без использования МСП.

Точное (без использования МСП) описание СВ, распространяющихся в плоскости ферритовой пластины в произвольном направлении, было впервые предпринято в [13, 14]. Однако, в отличие от этих работ, где сразу предлагается искать решение системы уравнений Максвелла в виде плоской волны типа $\sim \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$, мы полагаем, что более корректным является подход, когда зависимость волны от координаты x (нормальной к плоскости ферритовой пластины) определяется в ходе решения уравнений Максвелла в результате их упрощения в соответствии с геометрией задачи. Используя такой подход, в работах [11, 12] без использования МСП были впервые аналитически решены общие задачи о распространении СВ в произвольном направлении в касательно намагниченной ферритовой пластине, расположенной в свободном пространстве [11], и в ферритовой пластине, одна из поверхностей которой граничит с идеальным

металлом [12]. Было установлено, что в обеих задачах компоненты СВЧ поля СВ, направленные вдоль внешнего магнитного поля, зависят от координаты x (нормальной поверхности пластины) в соответствии с линейным однородным дифференциальным уравнением четвёртого порядка. Было показано, что все четыре корня соответствующего характеристического уравнения ($\pm k_{x21}$ и $\pm k_{x22}$) не могут быть комплексными числами, а могут принимать только действительные или только мнимые значения. Таким образом, оказалось, что распределение СВ по толщине ферритовой пластины всегда описывают два волновых числа k_{x21} и k_{x22}, а не одно волновое число, получающееся при описании СВ с использованием МСП. В результате решения этих граничных задач для СВ были получены дисперсионные уравнения, представляющие собой определитель четвёртого порядка.

В последние годы в электронике СВЧ возникло новое научное направление, связанное с разработкой и исследованием новых искусственных сред (или метаматериалов) и различных структур на их основе. Разработка и создание искусственных сред и структур, таких как магнонные кристаллы и метаматериалы, имитирующие свойства идеальной «магнитной стенки» (равенство нулю тангенциальных компонент СВЧ магнитного поля) на поверхности различных сред (например, на поверхности диэлектриков и ферритов) является актуальным научно-техническим направлением современной радиоэлектроники, поскольку характеристики электромагнитных волн в таких мета-структурах могут существенно и выгодно отличаться от характеристик этих волн как в изотропных, так и в анизотропных средах.

Поэтому весьма актуальным представляется исследовать влияние граничных условий типа «идеальной магнитной стенки» на характеристики СВ в ферритовой пластине без использования МСП.

Рассмотрим ферритовую пластину, касательно намагниченную до насыщения однородным магнитным полем $\mathbf{H_0}$, причем верхняя поверхность пластины граничит с идеальной магнитной стенкой (рис. 1).

Ниже на основе дисперсионного уравнения, полученного без использования МСП по аналогии с работами [11, 12], рассчитаны изочастотные характеристики СВ в ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой, для случая, когда корни характеристического уравнения k_{x21} и k_{x22} действительные и распределение z-компоненты СВЧ электрического поля СВ по толщине ферритового слоя описывается выражением

$$e_{z2} = A\exp(k_{x21}x) + B\exp(-k_{x21}x) + C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x), \qquad (1)$$

где k_{x21} и k_{x22} – два разных волновых числа, которые характеризуют распределение СВ по толщине пластины, а A, B, C и D – произвольные коэффициенты (см. формулы (22) в [12] и (26) в [11]). Полученное точное дисперсионное уравнение (как и дисперсионные уравнения, представленные в работах [11, 12]), представляющее собой определитель четвертого порядка, здесь не приводится ввиду ограниченности объема доклада.

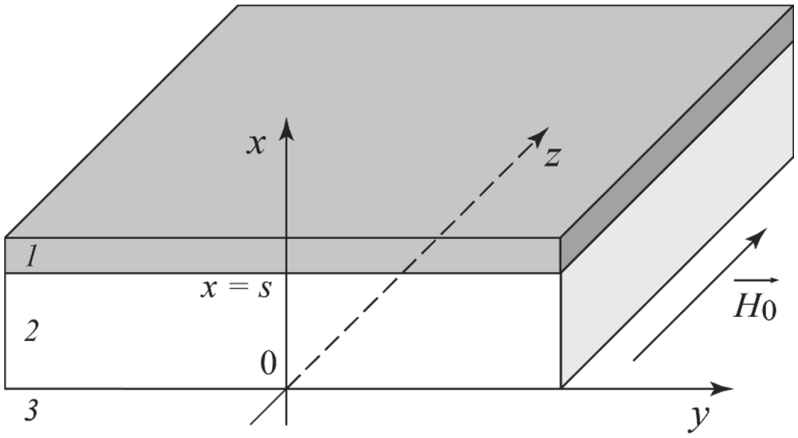


Рисунок 1 – Геометрия задачи: *1* – слой идеальной магнитной стенки, *2* –ферритовая пластина, *3* – полупространство вакуума

На рис. 2 представлены изочастотные зависимости СВ, рассчитанные для рассматриваемой структуры с использованием МСП (кривые *1′–4′*) на основе теоретических работ [15, 16], и без использования МСП на основе точного дисперсионного уравнения (кривые *1–4*) при следующих параметрах: H_0 = 300 Э, s = 40 мкм, $4\pi M_0$ = 1750 Гс, ε_2 = 15 (что соответствует железо-иттриевому гранату) и $\varepsilon_3 = \mu_3 = 1$ (что соответствует вакууму). Как видно из рис. 2, изочастотные кривые СВ с положительными и отрицательными значениями k_y, сильно различаются (как при описании волн в МСП, так и без него) из-за несимметричности структуры, поскольку одна из поверхностей ферритовой пластины граничит с идеальной магнитной стенкой. (см. рис. 1).

Однако, как видно из рис. 2, для всех частот зависимости, рассчитанные в магнитостатическом приближении и без него, значительно отличаются в области значений волнового числа -1.5 см$^{-1}$ < k_y < 1.5 см$^{-1}$: при точном расчете на зависимостях возникают новые довольно протяженные участки, расположенные вблизи оси k_z. Как видно из рис. 2, точные изочастотные зависимости имеют разрыв вблизи оси k_z, из-за которого каждая из этих зависимостей фактически состоит из двух отдельных кривых, расположенных выше и ниже оси k_z (т.е., в области значений $k_y > 0$ и в области значений $k_y < 0$), причем сама ось k_z становится асимптотой для кривых, расположенных при $k_y > 0$. Из-за такой формы изочастотных зависимостей в данной структуре не могут существовать СВ, у которых волновой вектор **k** направлен параллельно вектору внешнего однородного магнитного поля $\mathbf{H_0}$, тогда как в соответствии с расчетами, выполненными с использованием МСП, СВ, у которых векторы **k** параллельны вектору $\mathbf{H_0}$, могут существовать. Из этого, очевидно, также следует, что для СВ, у которых волновой вектор **k** направлен под небольшим углом к оси k_z, направление вектора групповой скорости будет сильно различаться для случая точного описания СВ и для случая их описания с использованием МСП.

Отсутствие в исследуемой структуре СВ, у которых векторы **k** параллельны вектору $\mathbf{H_0}$, является важным отличием точного описания СВ от их описания с использованием МСП.

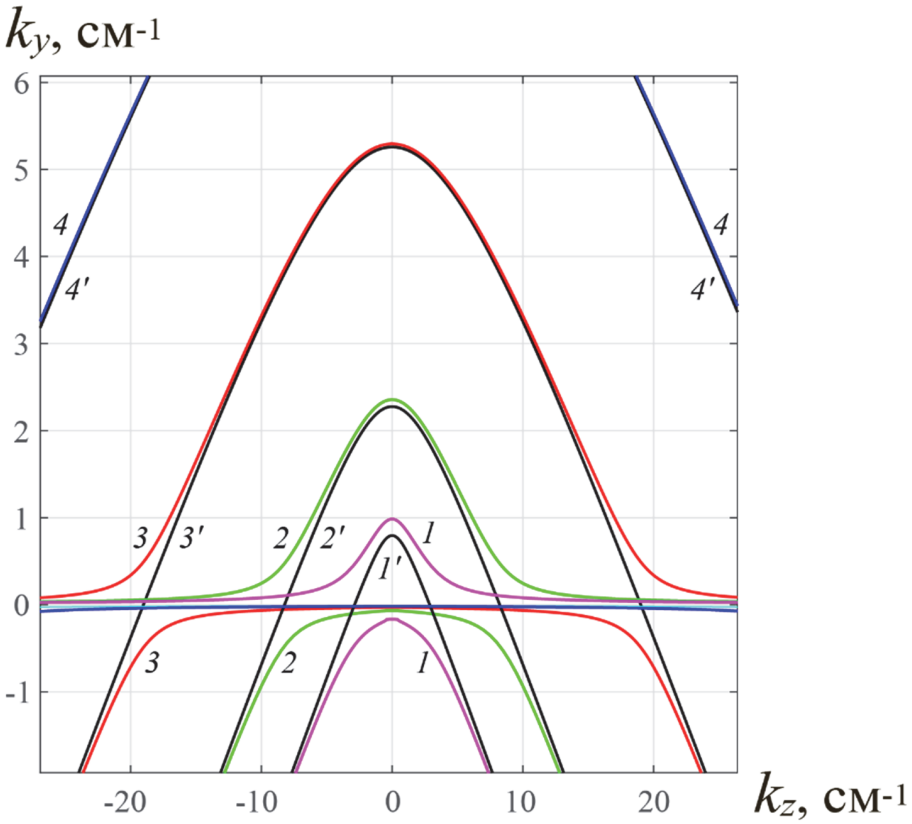


Рисунок 2 – Изочастотные зависимости СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине, граничащий с магнитной стенкой (см. рис. 1) в магнитостатическом приближении (черные кривые *1′ – 4′* рассчитаны для первой моды СВ) и без него (цветные кривые *1 – 4*) для следующих частот: *1* и *1′* – 2195, *2* и *2′* – 2190, *3* и *3′* – 2180, *4* и *4′* – 2165 МГц (масштаб по оси ординат и по оси абсцисс выбран не одинаковым для большей наглядности рисунка)

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

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. Вапнэ Г. М. СВЧ устройства на магнитостатических волнах // Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. Вып. 8. – 80 С.

3. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот / Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993.

4. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 6. С. 729-738.

5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 1. С. 97-102.

6. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293-304.

7. Вашковский А.В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 541-549.

8. 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.

9. Локк Э. Г. Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 35-44.

10. Локк Э. Г., Вашковский А.В. Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 746-756.

11. Lock E. H., Gerus S. V. Electromagnetic Waves Propagation along Tangentially Magnetised Bihyrotropic Layer (with Example of Spin Waves in Ferrite Plate) // Library of Cornell University http://arxiv.org/abs/2303.08800

12. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 9. С. 884-892.

13. Ruppin R., Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab, Journal of Applied Physics.1987. V. 62. Issue 1. P. 11-15.

14. Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н. Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой пленке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания // Электромагнитные волны и электромагнитные системы. 2011. Т. 16. № 10. С. 64-67.

15. Вашковский А.В., Локк Э. Г. Влияние «магнитной стенки» на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2006, Т. 51, № 5, с. 605-616.

16. Локк Э. Г. Влияние «магнитной стенки» на характеристики магнитостатических волн в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2007, Т. 52, № 2, с. 202-210.

ISOFREQUENCY DEPENDENCES OF SPIN WAVES IN A TANGENTIALLY MAGNETISED FERRITE PLATE BOUNDING WITH A PERFECT MAGNETIC WALL

E. H. Lock, S. V. Gerus

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 isofrequency characteristics of spin waves in a tangentially magnetised ferrite plate, one of the surfaces of which borders on an ideal magnetic wall, are calculated on the basis of the exact dispersion equation derived from Maxwell's equations without using the magnetostatic approximation. A comparison of the isofrequency dependences calculated in the magnetostatic approximation and without it is carried out. It is shown that, in contrast to the description of waves in the magnetostatic approximation, calculations based on the exact dispersion equation show that spin waves with a wave vector oriented parallel to the vector of a constant homogeneous magnetic field cannot arise in this structure.

Key words: ferrite plate, magnetic wall, spin wave, isofrequency dependence.

УДК 537.624;537.632

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В СЛАБОКОНТРАСТНОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

С. В. Герус, Э. Г. Локк
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал), Российская академия наук, Фрязино, Россия
E-mail: svg318@ire216.msk.su

Экспериментально исследованы дисперсионные характеристики ПСВ в магнонном кристалле в результате чего. Обнаружен ряд бриллюэновских зон, несмотря на слабую энергетическую контрастность кристалла. В процессе измерений подтверждено существование двух различных типов невзаимности в ферритовых структурах, один из которых связан с несимметричностью дисперсионных зависимостей относительно направления распространения волны, а второй – с разной формой пространственного распределения волны при её распространении в противоположных направлениях. Магнонный кристалл был использован как инструмент, который дал возможность обнаружить и измерить эти типы невзаимности.
Ключевые слова: ферритовая плёнка, магнонный кристалл, спиновая волна, дисперсионная зависимость, фазовая скорость, групповая скорость.

В серии предыдущих публикаций была описана экспериментальная установка, позволяющая «визуализировать» спиновые волны (СВ), то есть получать информацию о распределении амплитуды и фазы волны на поверхности ферритовой плёнки или структуры [1], [2]. На этой установке некоторые исследования распределений спиновых волн в плоском магнонном кристалле, образованном в ферритовой плёнке при помещении её в поле подмагничивания, являющегося суперпозицией однородного поля и поля с малой пространственно-периодической составляющей [3]. Были экспериментально обнаружены первые зоны Бриллюэна и измерены дисперсионные зависимости ПСВ в окрестностях этих зон [4].

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

и обеспечивающий измерение их параметров. В данной работе приведены результаты этих исследований.

Схема экспериментальной установки для исследования распространения ПСВ в магнонном кристалле изображена на Рисунке 1. Исследования проводились на образцах в виде эпитаксиальных плёнок ЖИГ, выращенных на подложках ГГГ. Сигналограммы, создающие магнонный кристалл, записывались на высококоэрцитивную магнитную ленту ($H_c \approx 1000$ Э) и размещались на поверхности плёнки ЖИГ. Период решётки $T = 810$ мкм. Как видно из Рисунка 1 вектор обратной решётки **q** магнонного кристалла ориентирован под углом $\varphi = -5°$ к лежащему в плоскости плёнки ЖИГ полю подмагничивания $\mathbf{H}_o$. Под этим же углом располагались возбуждающий и приёмный преобразователи *3* и *4*, обеспечивающие распространение и индикацию ПСВ в магнонном кристалле.

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

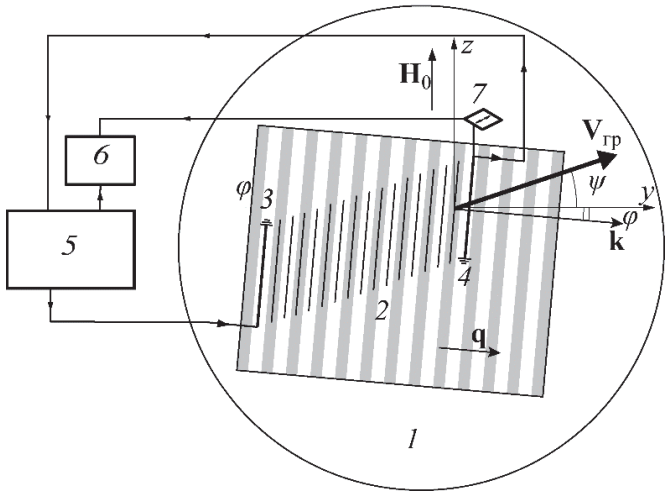


Рисунок 1 – схема экспериментального изучения взаимодействия ПСВ с магнонным кристаллом: 1 – плёнка ЖИГ, 2 – магнонный кристалл на основе периодической магнитной сигналограммы, 3 – неподвижный преобразователь СВЧ–ПСВ, 4 – перемещающийся зонд-преобразователь ПСВ–СВЧ, 5 – измеритель комплексного СВЧ коэффициента передачи, 6 – компьютер, 7 – система перемещения преобразователя 4; вектор **V** групповой скорости ПСВ направлен под углом $\psi = 18.5°$ к нормали поля подмагничивания Но; векторы обратной решётки **q** магнонного кристалла и ПСВ **k** направлены под углом $\varphi = -5°$ к нормали поля Но

Измерения проводились следующим образом. На неподвижный преобразователь *3* с измерителя комплексного коэффициента передачи *5* подавался СВЧ сигнал определённой частоты. Он возбуждал ПСВ, которая распространялась в направлении вектора групповой скорости **V**, но так, что её волновые фронты были перпендикулярны волновому вектору **k**, не параллельному вектору **V**, как это изображено на Рисунке 1. Вектор волны **k** возбуждался параллельным вектору **q** решётки магнонного кристалла. Этим обеспечивалось максимальное резонансное

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

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

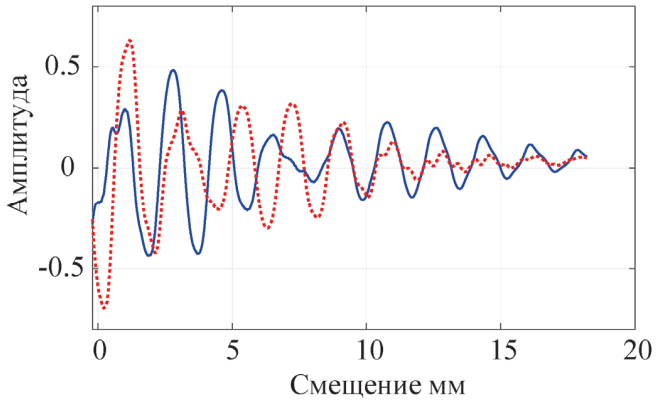
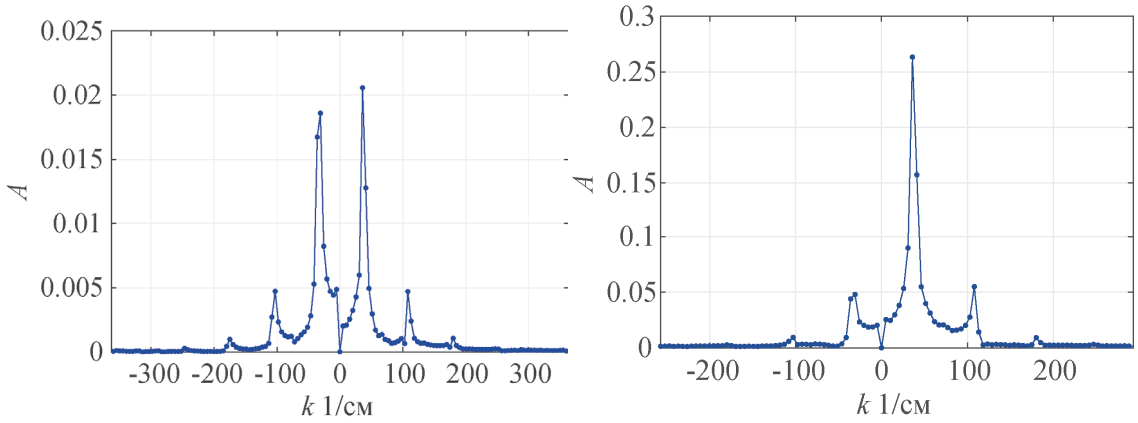


Рисунок 2 – действительная (сплошная линия) и мнимая (пунктирная линия) компоненты амплитуды ПСВ, измеренные при перемещении приёмного зонда



а) б)

Рисунок 3 – Результаты Фурье преобразования измеренного комплексного сигнала на частоте 3000 Мгц; а) – отрицательное направление; б) – положительное направление

На Рисунке 2 приведены характерные зависимости действительной и мнимой компонент комплексной амплитуды ПСВ. Такие зависимости получаются при измерении преобразователем *4* ПСВ распространяющихся как в положительном, так и в обратном, отрицательном направлениях относительно преобразователя *3*. К указанным пространственным зависимостям было применено Фурье преобразование, результаты которого изображены на Рисунке 3.

Картины Фурье преобразования представляют собой наборы пиков, которые соответствуют модам плоских ПСВ с разными волновыми числами k, измеренным на данной частоте. Обратим внимание на то, что амплитуды этих пиков, а значит и мод ПСВ существенно различаются для волн, распространяющихся в положительном и отрицательном направлениях. Это свидетельствует о наличии невзаимности второго типа, о котором говорилось выше.

На основе Фурье – образов, полученных для серии частот, были построены дисперсионные кривые, характеризующие собственные волновые моды магнонного кристалла в области частот существования зон Бриллюэна, где происходит максимальное взаимодействие возбуждаемых ПСВ с магнонным кристаллом. (см. Рисунок 4). Несмотря на слабую контрастность магнонного кристалла обусловленную соотношением $h/H_0 << 1$ где h – амплитуда поля магнитной сигналограммы, H_0 – поле подмагничивания, удалось измерить отрезки дисперсионных кривых вплоть до 4 зоны Бриллюэна. Дисперсионные кривые волн с положительной дисперсией пересекаются с кривыми для волн с обратной дисперсией на границах зон Бриллюэна.

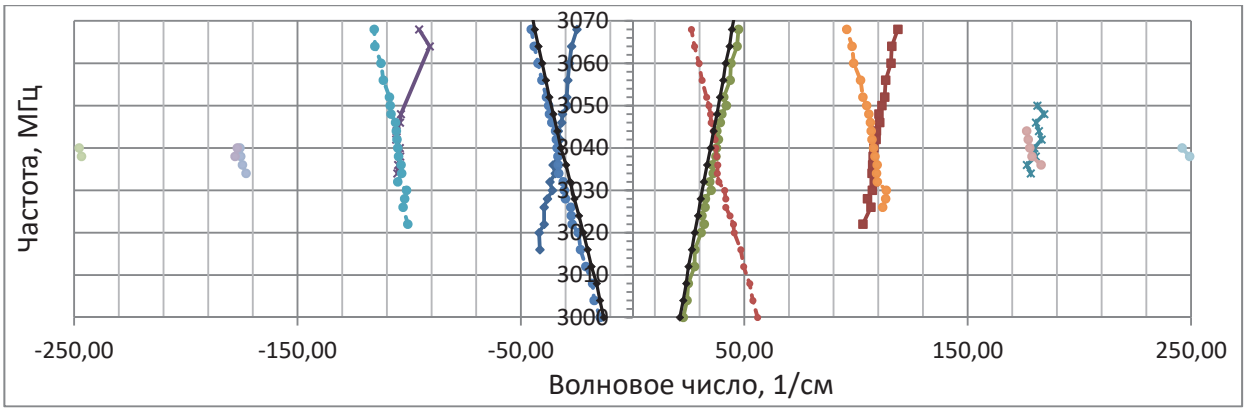


Рисунок 4 – Экспериментальные дисперсионные характеристики магнонного кристалла на основе структуры МДФ с магнитной сигналограммой, измеренные в области частот где наблюдаются зоны Бриллюэна; сплошные цветные линии – волны с прямой дисперсией; штриховые линии – с обратной дисперсией; чёрные сплошные линии – дисперсионные зависимости структуры МДФ без сигналограммы

На Рисунке 4 видно, что кривые расположены не симметрично относительно оси ординат. Это связано с невзаимностью первого типа, о которой говорилось выше. Невзаимность в данном случае вызвана специально размещением металлической поверхности со стороны подложки ГГГ в МДФ структуре. Из-за невзаимности волновые числа центральных точек первых зон Бриллюэна не равны значениям $\pm q/2$, а сдвинуты относительно них в сторону положительных значений

волнового числа, но так, что общее расстояние между ними остается равным q. Также и расстояние между соответствующими дисперсионными ветками равно величине q. Никакого физического противоречия здесь нет, так как в соответствии с теоремой Блоха периодичность кристаллической решётки с периодом T должна приводить только к периодичности дисперсионных зависимостей с периодом q в пространстве волновых чисел, а где при этом окажутся центры зон Бриллюэна – зависит от волновых свойств кристалла [9]. В данном случае свойство невзаимности и приводит к указанному сдвигу.

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

Список литературы

1. Анненков А.Ю. Моды поверхностных магнитостатических волн в канале, создаваемом неоднородным магнитным полем // ЖТФ. – 1995. – Т. 65. – № 4. – С. 71–82.

2. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника, 2012, том 57, № 5, с. 572–577.

3. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. Рассеяние магнонным кристаллом нерасходящегося луча поверхностных спиновых волн // Сборник трудов XXIII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (НМММ 2018). 30 июня – 5 июля 2018, Москва: МИРЭА с. 312-314.

4. Анненков А.Ю., Герус С.В. Дисперсионные свойства магнонного кристалла с невзаимностью. // Известия РАН. Серия физическая, 2017, том 81, № 8, с. 1091–1094

5. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю. Характеристики поверхностных спиновых волн в касательно намагниченной структуре металл–диэлектрик–феррит–диэлектрик–металл // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. №10. С. 1089- 1098.

6. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. Групповая скорость поверхностных спиновых волн в структуре феррит–диэлектрик–металл // Известия РАН. Серия физическая, 2020, том 84, № 2, с. 178–180.

7. Анненков А.Ю., Герус С.В., Локк Э.Г. Условие, при котором в ферритовой пластине возбуждается обратная спиновая волна с максимальным отношением амплитуд магнитного потенциала на противоположных поверхностях. // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2019. Т. 1. № 1. С. 347-351.

8. Локк Э.Г., Герус С.В. Взаимосвязь между распределением спиновой волны по толщине ферритовой пластины и направлениями ее групповой и фазовой скоростей // Известия РАН. Серия физическая, 2023, том 87, № 10, с. 1–6

9. Бриллюэн Л. Распространение волн в периодических структурах / Л. Бриллюэн, М. Пароди. – М.: ИЛ, 1959. – 460 с.

CHARACTERISTICS OF SURFACE SPIN WAVES IN A WEAKLY CONTRASTING MAGNON CRYSTAL

S. V. Gerus, 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 dispersion characteristics of surface spin waves in a magnon crystal have been experimentally measured. As a result, a number of Brillouin zones have been detected in spite of the weak energy contrast of the crystal. The existence of two types of nonreciprocity in ferrite structures has been experimentally confirmed. One is related to the asymmetry of dispersion dependences with respect to the direction of wave propagation. The second type is characterized by a different shape of the spatial distribution of the wave when it propagates in opposite directions. The magnon crystal was used as a tool that made it possible to detect and measure these types of nonreciprocity.
Keywords: ferrite film, magnon crystal, spin wave, dispersion dependence, phase velocity, group velocity.

УДК 537.624;537.632

ПРАВИЛО ЛЕВОЙ РУКИ, УСТАНАВЛИВАЮЩЕЕ ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ ПО ТОЛЩИНЕ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯМИ ГРУППОВОЙ И ФАЗОВОЙ СКОРОСТЕЙ ВОЛНЫ

Э.Г. Локк, С.В. Герус

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

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

Исследованы общие невзаимные свойства поверхностной и обратной спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой пластине. Предложено правило левой руки, которое устанавливает взаимосвязь между локализацией энергии спиновой волны по толщине ферритовой пластины и направлениями ее групповой и фазовой скоростей.

Ключевые слова: ферритовая пластина, спиновая волна, распределение волны по толщине пластины, групповая скорость, фазовая скорость, правило левой руки

Как известно, СВ обладают невзаимными свойствами, причем, если невзаимные свойства поверхностных СВ (ПСВ) были описаны еще в работе [1], то невзаимные свойства обратных СВ (ОСВ) были обнаружены позже в работах [2 – 8], где также было найдено, что наибольшее значение модуля магнитного потенциала ОСВ может находиться как на поверхности, так и внутри ферритовой пластины в зависимости от ориентации волнового вектора.

Как правило, при проведении экспериментов сложно использовать формулы, описывающие СВ, чтобы определить направление, в котором будет переноситься наибольшая часть энергии СВ при данной ориентации возбуждающего преобразователя. Ниже будет сформулировано правило, которое позволяет определить, в какую сторону (относительно возбудителя, произвольно ориентированного на поверхности феррита) будет переноситься наибольшая часть энергии ПСВ или ОСВ.

Рассмотрим ниже невзаимные свойства ПСВ и первой моды ОСВ в ферритовой пластине, намагниченной до насыщения касательным однородным магнитным полем $\mathbf{H_0}$ (рис. 1а). Эти свойства удобно исследовать с помощью изочастотных зависимостей ПСВ и ОСВ, представленных на рис. 2 для величины поля H_0 = 300 Э и пластины с параметрами s = 20 мкм и $4\pi M_0$ = 1750 Гс.

Как отмечалось в [4], если изочастотная зависимость волны в среде или структуре не является центрально симметричной фигурой, то возникает невзаимное распространение волн, когда параметры волн (например, длина волны λ или величина групповой скорости U), распространяющихся в прямом и в обратном направлении, различны. Очевидно, что такого рода невзаимность не характерна для ПСВ и ОСВ в свободной ферритовой пластине, поскольку изочастотные зависимости этих волн центрально симметричны (рис. 2).

Однако, у ПСВ и ОСВ в свободной ферритовой пластине возникает невзаимность другого рода. Так, как известно [3, 8], противоположно

направленные лучи СВ, имеющие одинаковые параметры, отличаются распределением амплитуды магнитного потенциала $\Psi_{0n}(x)$ (определяющего распределение энергии СВ) по толщине ферритовой пластины: у одного луча наибольший максимум распределения $\Psi_{0n}(x)$ расположен ближе к одной поверхности ферритовой пластины, а у другого луча – ближе к другой поверхности пластины. Отметим, что в отличие от [3, 8] мы определяем здесь величину Ψ_{0n} не как $\Psi_{0n} = \Psi_0 / \left|\Psi_{0max}\right|$, а как $\Psi_{0n} = \left|\Psi_0\right| / \left|\Psi_{0max}\right|$. При таком определении величина Ψ_{0n} не может принимать отрицательные значения, а наибольший максимум распределения $\Psi_{0n}(x)$ определяет локализацию наибольшей части энергии СВ по оси x. Поэтому, характеризуя распределение $\Psi_{0n}(x)$ СВ, мы будем говорить, что наибольшая часть энергии СВ (или сама волна) локализована у определенной поверхности ферритовой пластины. Из-за несимметричного распределения СВ по толщине пластины, преобразователь, расположенный на одной из поверхностей пластины, эффективно возбуждает лишь луч СВ, локализованный вблизи той же поверхности, а луч СВ, локализованный вблизи противоположной поверхности (и бегущий в противоположном направлении) возбуждается неэффективно. Общие свойства этого явления, которое обычно тоже называют невзаимным распространением СВ, будут исследованы ниже.

На основе анализа результатов, полученных в работах [1, 3, 8], участки изочастотных зависимостей, показанные жирными кривыми на рис. 2, соответствуют ПСВ и ОСВ, у которых наибольшая часть энергии локализована ближе к поверхности $x = s$ ферритовой пластины, тогда как остальные участки этих зависимостей соответствуют волнам, у которых наибольшая часть энергии локализована ближе к поверхности $x = 0$.

Будем описывать невзаимные свойства ПСВ и ОСВ одновременно в плоскости (y, z) ферритовой пластины (рис. 1) и в соответствующей плоскости (k_y, k_z) волновых чисел (рис. 2). Очевидно, что исследователям важно знать, вблизи какой поверхности ферритовой пластины будет локализована энергия каждого из двух возбуждающихся лучей ПСВ или ОСВ, бегущих в противоположных направлениях? В рамках законов геометрической оптики можно сформулировать правило, устанавливающее ответ на этот вопрос.

Правило левой руки для СВ: если мысленно положить ладонь левой руки на одну из поверхностей ферритовой пластины так, чтобы четыре пальца были направлены вдоль вектора $\mathbf{H_0}$, то все невзаимные[1] ПСВ и ОСВ, локализованные у данной поверхности, будут иметь волновые векторы $\mathbf{k}$ и векторы групповой скорости $\mathbf{U}$ с положительной проекцией на направление большого пальца руки, отогнутого на 90°. В частности, коллинеарная ПСВ, локализованная у данной поверхности пластины, будет переносить энергию вдоль вектора групповой скорости $\mathbf{U}(\varphi=0)$, направленного также, как и большой палец руки (здесь, как и в [4], мы называем волну коллинеарной, если она характеризуется коллинеарной ориентацией волнового вектора и вектора групповой скорости).

[1] Напомним, что из всех СВ не обладает свойством невзаимности только коллинеарная ОСВ, распространяющаяся параллельно оси z.

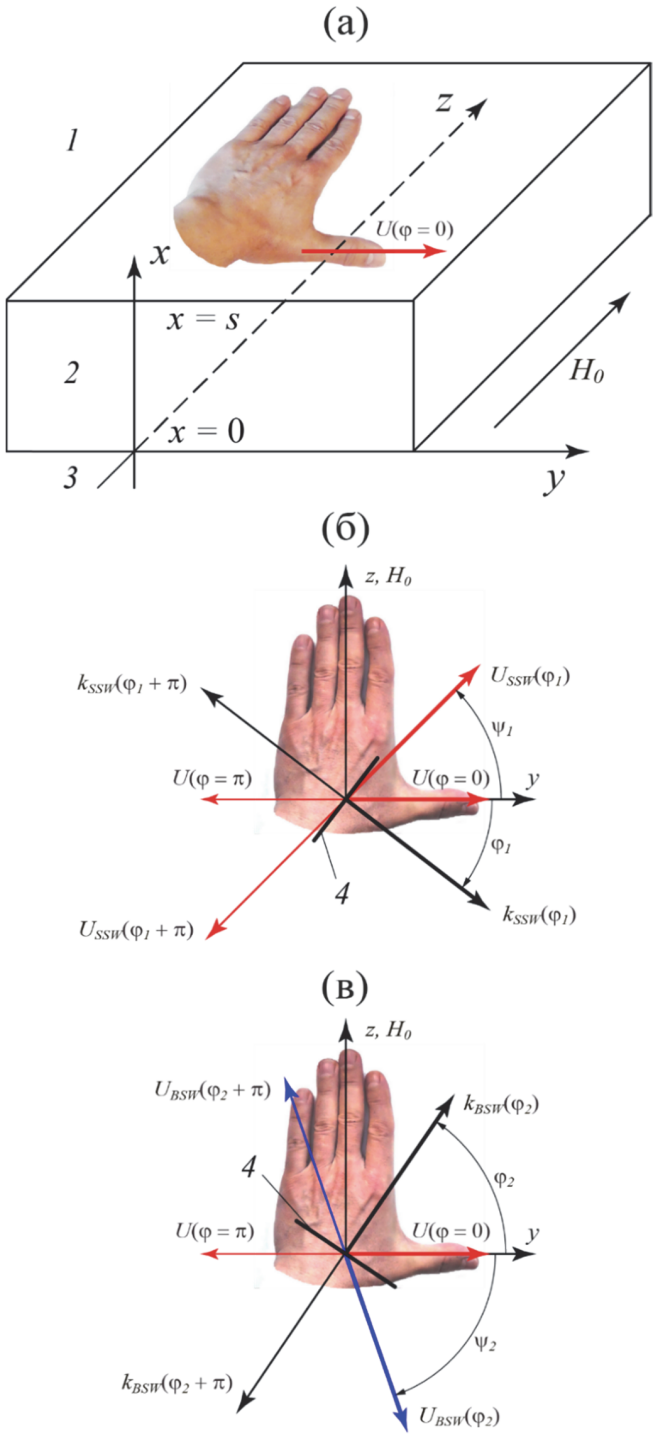


Рисунок 1 – Пример использования правила левой руки в пространстве (а) и в плоскости ферритовой пластины (вид со стороны поверхности $x = s$) для ПСВ (б) и ОСВ (в), характеризующимися векторами групповой скорости $\mathbf{U}_{SSW}$ и $\mathbf{U}_{BSW}$:
1 и *3* – полупространства вакуума, *2* – ферритовая пластина (плёнка),
4 – линейный преобразователь, возбуждающий СВ

Изображены векторы $\mathbf{k}_{SSW}$, $\mathbf{k}_{BSW}$, $\mathbf{U}_{SSW}$, $\mathbf{U}_{BSW}$, углы φ_1, φ_2, ψ_1, ψ_2, определяющие их ориентации (соответствующие изображенным на рис. 2), линейные преобразователи, возбуждающие ПСВ и ОСВ с этими и с противоположно направленными векторами **k** и **U**, и направления $\mathbf{U}(\varphi=0)$ и $\mathbf{U}(\varphi=\pi)$, в которых переносит энергию коллинеарная ПСВ, локализованная, соответственно, у поверхностей $x = s$ и $x = 0$. Жирным показаны векторы, которые соответствуют СВ, локализованным у поверхности $x = s$. Остальные векторы соответствуют СВ, локализованным у поверхности $x = 0$.

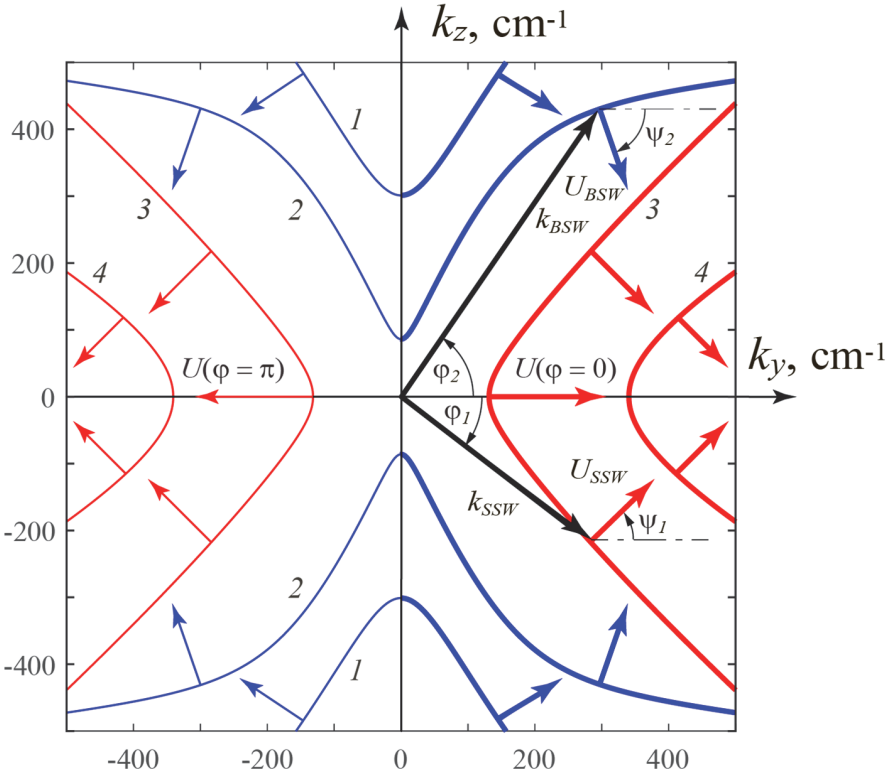


Рисунок 2 – Изочастотные зависимости для первой моды ОСВ с частотами 1950 и 2120 МГц (кривые *1* и *2*) и для ПСВ с частотами 2700 и 3050 МГц (кривые *3* и *4*)

Изображены произвольно выбранные волновые векторы ПСВ и ОСВ $\mathbf{k}_{SSW}$ и $\mathbf{k}_{BSW}$, углы φ_1 и φ_2, определяющие их ориентации, соответствующие векторы групповой скорости $\mathbf{U}_{SSW}$ и $\mathbf{U}_{BSW}$, углы ψ_1 и ψ_2, определяющие их ориентации, и ряд произвольных векторов $\mathbf{U}$ для ПСВ и ОСВ. Жирным показаны участки зависимостей и векторы, которые соответствуют СВ, локализованным у поверхности $x = s$. Остальные участки зависимостей и векторы соответствуют СВ, локализованным у поверхности $x = 0$.

Отметим, что в отличие от работ [3, 8] в правиле левой руки все углы φ и ψ следует отсчитывать от направления большого пальца левой руки.

Использование этого правила для ПСВ и ОСВ, локализованных у поверхности ферритовой пластины $x = s$ продемонстрировано, соответственно, на рис. 1б и 1в на примере векторов $\mathbf{U}_{SSW}$ и $\mathbf{U}_{BSW}$, произвольно выбранных для ПСВ и ОСВ на рис. 2. Действительно, как видно из рис. 1 и 2, все жирные векторы групповой скорости $\mathbf{U}$, которые описывают ПСВ и ОСВ, локализованные ближе к поверхности $x = s$ ферритовой пластины, имеют положительную проекцию на направление большого пальца левой руки, тогда как остальные векторы $\mathbf{U}$ имеют отрицательную проекцию на это направление (отметим здесь, что рис. 1 в [8] некорректно описывает направление распространения ОСВ из-за неудачного расположения системы координат).

Легко убедиться, что сформулированное правило левой руки справедливо и для СВ, локализованных у противоположной поверхности пластины $x = 0$.

Следует также иметь в виду, что данное правило сформулировано для СВ в ферритовой пластине, находящийся в свободном пространстве. Возможность использования этого правила для СВ в более сложных ферритовых структурах следует уточнять на основе анализа изочастотных зависимостей СВ в исследуемой

структуре. Кроме того, необходимо помнить, что в ферритовых структурах, содержащих металлические плоскости, распределение $\Psi_{0n}(x)$, полученное в магнитостатическом приближении, неадекватно описывает распределение энергии СВ по толщине ферритовой пластины (см. [5]).

Более подробно результаты данной работы изложены в [9].

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

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. Анненков А.Ю., Герус С.В. Распределение полей магнитостатических волн в касательно намагниченной ферромагнитной пластине // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 1. С. 82.

3. 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.

4. Локк Э. Г. Свойства изочастотных зависимостей и законы геометрической оптики. / Успехи физических наук. 2008, т. 178. № 4. С. 397-417.

5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293-304.

6. Вашковский А.В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 541-549.

7. 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.

8. Локк Э. Г. Невзаимные свойства обратных спиновых волн // Радиотехника и электроника. 2020. Т.65. №3. С. 267-276.

9. Локк Э. Г., Герус С. В. Взаимосвязь между распределением спиновой волны по толщине ферритовой пластины и направлениями ее групповой и фазовой скоростей // Известия РАН. Серия физическая. 2023. Т. 87. № 10, С. 1494–1498.

THE LEFT HAND RULE, ESTABLISHING THE RELATIONSHIP BETWEEN THE SPIN WAVE DISTRIBUTION OVER FERRITE PLATE THICKNESS AND THE DIRECTIONS OF THE GROUP AND PHASE VELOCITIES OF THE WAVE

E. H. Lock, S. V. Gerus

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 general nonreciprocal properties of the surface and backward spin waves in a tangentially magnetised ferrite plate are investigated. It is proposed the left-hand rule, which establishes the relationship between the spin wave energy localization over the ferrite plate thickness and the directions of the group and phase velocities of the wave.

Key words: ferrite plate, spin wave, wave distribution over plate thickness, group velocity, phase velocity, left hand rule

УДК 537.624;537.632

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ОДНОСТОРОННЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЙ КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННОЙ ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

Э. Г. Локк, С. В. Герус
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова (Фрязинский филиал), Российская академия наук, Фрязино, Россия
E-mail: edwin@ms.ire.rssi.ru

Рассчитаны характеристики спиновых волн, распространяющихся в произвольном направлении в односторонне металлизированной ферритовой пластине. Показано, что для волн, частоты которых лежат выше частоты ферромагнитного резонанса, распределение волны по толщине пластины характеризуют два волновых числа k_{x21} и k_{x22}, причем величина k_{x21} может принимать как действительные, так и мнимые значения, а величина k_{x22} – только действительные. Обнаружено, что на некоторой частоте спиновую волну характеризует изочастотная кривая, имеющая форму практически прямой линии.

Ключевые слова: односторонне металлизированная ферритовая пластина, спиновая волна, распределение волны в сечении пластины, изочастотная зависимость.

Как известно, СВ с волновыми числами $0 < k < 10^4$ см$^{-1}$, обычно описывают в магнитостатическом приближении (МСП) [1], считая, что величина волнового числа СВ $k >> k_0 \equiv \omega/c$ (здесь ω – циклическая частота СВ, а c – скорость света в вакууме) и поэтому в уравнениях Максвелла можно пренебречь членами, содержащими множители ω/c. Из-за использования МСП при описании СВ эти волны часто называют магнитостатическими. Такое описание СВ уже более полувека используется при разработке различных приборов на основе СВ для спиновой электроники [2, 3]. Однако, в ряде работ [4 – 11], в которых МСП не использовалось, для СВ были получены новые результаты, касающиеся их свойств и характеристик. Ниже на основе дисперсионного уравнения, полученного без использования МСП в [12], рассчитаны характеристики СВ, распространяющихся в односторонне металлизированной ферритовой пластине в произвольном направлении, для случая, когда частота волны, лежит выше частоты ферромагнитного резонанса пластины, а распределение волны по толщине ферритового слоя описывается выражением [12]

$$e_{z2} = A\exp(k_{x21}x) + B\exp(-k_{x21}x) + C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x), \qquad (1)$$

где k_{x21} и k_{x22} – два разных волновых числа, которые, как известно, характеризуют распределение СВ по толщине пластины, а A, B, C и D – произвольные коэффициенты (см. формулы (22) в [12] и (26) в [11]).

Геометрия задачи показана на рис. 1. На рис. 2 представлены изочастотные зависимости СВ, рассчитанные с использованием МСП (кривые *1′–3′*) и без него (кривые *1–3*) на основе полученного в [12] точного дисперсионного уравнения при следующих параметрах: H_0 = 300 Э, s = 40 мкм, $4\pi M_0$ = 1750 Гс, ε_2 = 15 (что соответствует железо-иттриевому гранату) и $\varepsilon_3 = \mu_3 = 1$ (что соответствует вакууму). Как видно из рис. 2а, изочастотные кривые СВ с положительными и

отрицательными значениями k_y, сильно различаются (как при описании волн в МСП, так и без него), что связано с несимметричностью структуры – металлизацией одной из поверхностей феррита (см. рис. 1). Кроме того кривые, рассчитанные с использованием МСП и без него, заметно отличаются: так, на рис. 2, кривая *1* для частоты f_1 = 2198 МГц, чуть превышающей частоту ферромагнитного резонанса (ФМР) пластины $f_\perp = \omega_\perp / 2\pi = \sqrt{\omega_H^2 + \omega_H \omega_M} / 2\pi =$ = 2197.7 МГц, выгнута в другую сторону при $k_y > 0$ по сравнению с аналогичной кривой *1′*, рассчитанной в МСП. Однако уже кривая *3* для f_3 = 2210 МГц и $k_y > 0$ изогнута так же, как и соответствующая кривая *3′* (см. рис. 2б). Следовательно, для одной из промежуточных частот изочастотная кривая будет представлять собой практически прямую линию, что и подтвердили расчеты для частоты f_2 = 2202 МГц (см. рис. 2б, кривая *2*). Очевидно, что для прямой линии, параллельной оси k_z, угол ψ, описывающий ориентацию вектора групповой скорости **U**, направлен вдоль оси *y*, и, значит, на частоте f_2 = 2202 МГц вдоль оси *y* будут распространяться СВ со всеми волновыми векторами, у которых $k_y > 0$!

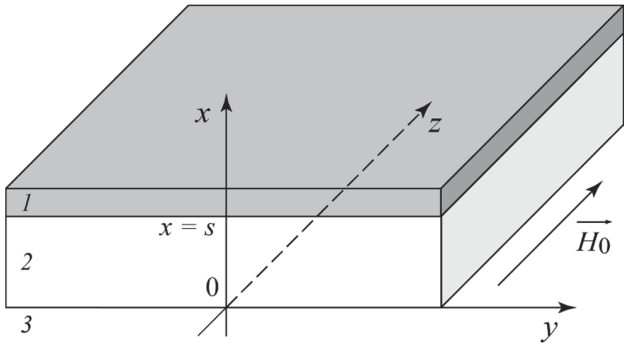


Рисунок 1 – Геометрия задачи: *1* – идеально проводящий металл, *2* –ферритовая пластина, *3* – полупространство изотропного немагнитного диэлектрика (или вакуума)

Таким образом, рис. 2 показывает, что изочастотные кривые, рассчитанные с МСП и без него заметно отличаются в области малых волновых чисел $|k| < \sim 3$ см$^{-1}$, т.е. на частотах, близких к величине $f_\perp$. Кроме того, важным отличием является то, что при использовании МСП распределение СВ внутри ферритовой пластины описывает *одно* волновое число k_{x2ms} (т.е., все СВ являются поверхностными), в то время как при описании СВ без МСП, распределение волны внутри феррита описывает *два* волновых числа k_{x21} и k_{x22}, причем k_{x22} всегда принимает действительные значения, а k_{x21} может принимать как действительные, так и мнимые значения (в последнем случае первые два слагаемых в (1) содержат не экспоненциальные, а тригонометрические множители). Подробнее о возможных значениях величин k_{x21} и k_{x22} и возможных типах СВ в ферритовой пластине и структурах на ее основе см. разд. 4 в [11]). На рис. 2 показаны также граничные кривые – эллипсоиды *1″* и *6″*, которые являются пересечением поверхности α = 0, описываемой формулой (16) в [12], и плоскостей *f* = 2198 и 2262 МГц. Эллипсоид *1″*, пересекая изочастотную зависимость *1*, делит ее на участки, лежащие внутри эллипсоида *1″* и соответствующие объёмно-поверхностному распределению волны, и участки, лежащие вне эллипсоида *1″* и соответствующие поверхностно-

поверхностному распределению волны (граничные эллипсоиды *2″* – *5″* для остальных частот лежат между эллипсоидами *1″* и *6″* и поэтому на рис. 2 не показаны). Эллипсоид *6″* не пересекает соответствующую изочастотную зависимость *6*, поэтому все волны на этой частоте имеют поверхностно-поверхностное распределение по толщине пластины.

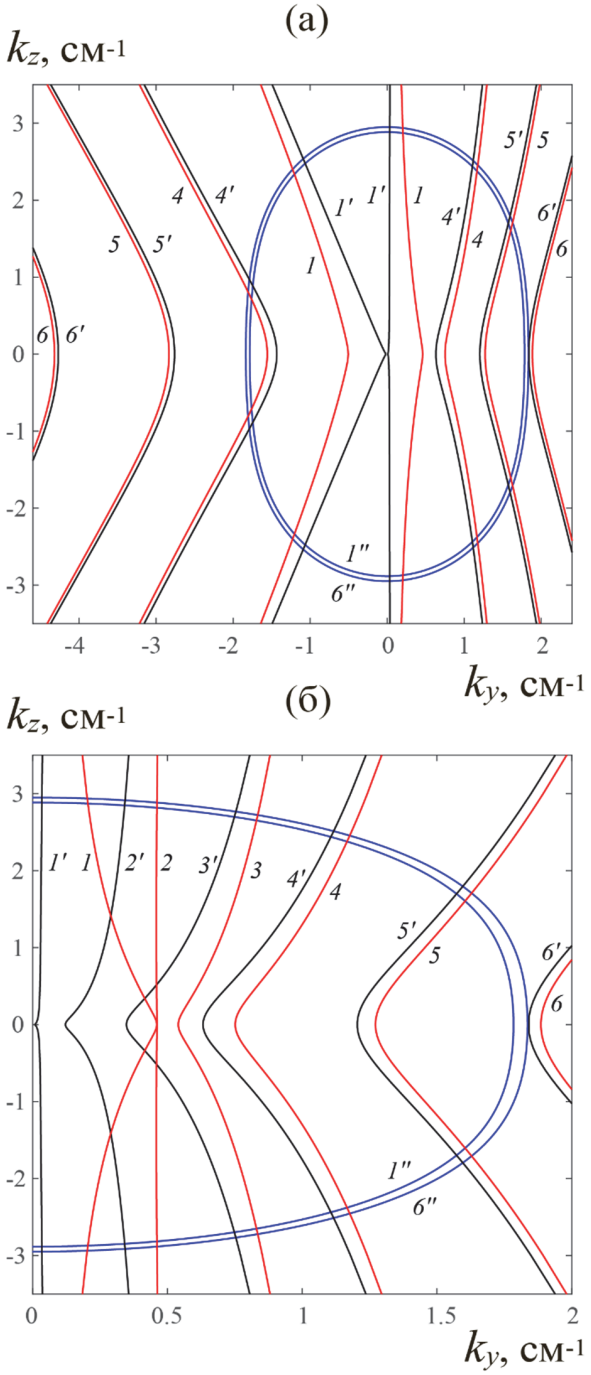


Рисунок 2 – Изочастотные зависимости СВ в касательно намагниченной ферритовой пластине для частот 2198 (*1* и *1′*), 2202 (*2* и *2′*), 2210 (*3* и *3′*), 2220 (*4* и *4′*), 2240 (*5* и *5′*) и 2262 МГц (*6* и *6′*); а – общий вид, б – вид в полуплоскости $k_y > 0$ (масштаб по оси абсцисс специально увеличен); кривые *1′–6′* рассчитаны в магнитостатическом приближении, кривые *1–6* – без него; показаны граничные эллипсоиды *1″* и *6″* для частот 2198 и 2262 МГц (эллипсоид *1″* отделяет на кривой *1* участок с объёмно-поверхностным и участки с поверхностно-поверхностным распределением волны)

Рассмотрим, как вдоль изочастотных зависимостей изменяются волновые числа k_{x21} и k_{x22}, характеризующие распределение СВЧ поля СВ по толщине ферритовой пластины (рис. 3). Сравнивая это изменение с аналогичным изменением волнового числа k_{x2ms}, рассчитанного в МСП, мы увидим значительные различия. Так, при углах φ, близких к углам отсечки волнового вектора, зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$ проходят вблизи кривых $k_{x22}(\varphi)$, а при $\varphi = 0$ магнитостатические зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$ проходят вблизи кривых $k_{x21}(\varphi)$, причём разница в значениях $k_{x22}(\varphi = 0)$ и $k_{x21}(\varphi = 0)$ существенно зависит от частоты, меняясь от ~ 260 см$^{-1}$ при $f = 2198$ МГц до ~15 см$^{-1}$ при $f = 2262$ МГц (для частоты 2198 МГц зависимости $k_{x21}(\varphi)$, $k_{x22}(\varphi)$ и $k_{x2ms}(\varphi)$ на рис. 3 не показаны).

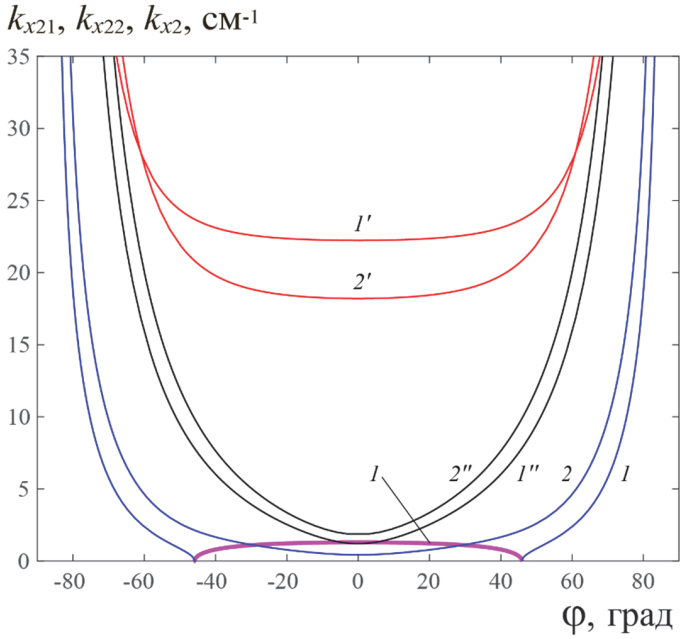


Рисунок 3 – Зависимости волновых чисел k_{x21} (кривые *1* и *2*), k_{x22} (кривые *1′* и *2′*) и k_{x2ms} (кривые *1″*и *2″*) от угла φ, задающего ориентацию волнового вектора, для частот 2240 (*1*, *1′*, *1″*) и 2262 МГц (*2*, *2′*, *2″*); эти зависимости соответствуют изменению величин k_{x21}, k_{x22} и k_{x2ms} вдоль изочастотных кривых *5* и *6*, расположенных в полуплоскости $k_y > 0$ на рис. 2). На части кривой *1*, подобной половинке эллипсоида (показана жирной линией), k_{x21} принимает мнимые значения, соответствующие объёмно-поверхностной волне (для этой части кривой *1* по оси ординат показана величина $|k_{x21}|$)

Следует отметить, что при φ~ 0 величина k_{x21} (вблизи которой проходят зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$) реально не описывает распределение СВ по толщине ферритовой пластины, поскольку коэффициенты A и B, соответствующие волновому числу k_{x21} в формуле (1), *равны нулю* при $\varphi = 0$, т.е. при $\varphi \sim 0$ *основной вклад в это распределение* вносят коэффициенты C и D и соответствующее им волновое число k_{x22}. Следовательно, описание распределения СВ по толщине пластины с использованием МСП некорректно для значительной части частотного интервала СВ, лежащего выше частоты ФМР $f_{\perp}$.

Более подробно результаты данной работы изложены в [12].

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

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. Вапнэ Г. М. СВЧ устройства на магнитостатических волнах // Сер. 1. Электроника СВЧ. 1984. Вып. 8. – 80 С.

3. Вашковский А. В., Стальмахов В. С., Шараевский Ю. П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот / Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1993.

4. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Влияние диэлектрической подложки и магнитных потерь на дисперсию и свойства поверхностной магнитостатической волны // Радиотехника и электроника. 2001. Т. 46. № 6. С. 729-738.

5. Вашковский А. В., Локк Э. Г. Поверхностные магнитостатические волны в структуре феррит-диэлектрик, окруженной полупространствами с отрицательной диэлектрической проницаемостью // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47. № 1. С. 97-102.

6. Вашковский А. В., Локк Э. Г. О взаимосвязи энергетических и дисперсионных характеристик магнитостатических волн в ферритовых структурах // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 3. С. 293-304.

7. Вашковский А.В., Локк Э. Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника. 2012. Т. 57. № 5. С. 541-549.

8. 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.

9. Локк Э. Г. Структура высокочастотных полей поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 1. С. 35-44.

10. Локк Э. Г., Вашковский А.В. Влияние металлического экрана и магнитной стенки на картины векторных линий высокочастотного поля поверхностной спиновой волны // Радиотехника и электроника. 2016. Т. 61. № 8. С. 746-756.

11. Lock E. H., Gerus S. V. Electromagnetic Waves Propagation along Tangentially Magnetised Bihyrotropic Layer (with Example of Spin Waves in Ferrite Plate) // Library of Cornell University http://arxiv.org/abs/2303.08800

12. Локк Э. Г., Герус С. В. Электромагнитные волны в односторонне металлизированном касательно намагниченном бигиротропном слое (с примером расчета характеристик спиновых волн) // Радиотехника и электроника. 2023. Т. 68. № 9. С. 884-892.

SPIN WAVES IN SINGLE-SIDED METALLISED TANGENTIALLY MAGNETISED FERRITE PLATE

E. H. Lock, S. V. Gerus

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

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

Characteristics of spin waves propagating in single-sided metallized ferrite plate in an arbitrary direction are calculated. It is shown that for the waves whose frequencies lie above the ferromagnetic resonance frequency, the distribution of the wave over the plate thickness is characterized by two wave numbers k_{x21} and k_{x22}, and the wave number k_{x21} can take both real and imaginary values, while the wave number k_{x22} can take only real values. It is found that at some frequency the spin wave is characterized by an isofrequency curve having the form of an practically straight line.

Key words: single-sided metallized ferrite plate, spin wave, wave distribution over the plate cross-section, isofrequency dependence.

УДК 621.318.1

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО ФИЛЬТРА НА МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

Р.К. Бабичев[1], Г.В. Бабичева[2]
[1]Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия
[2]Институт водного транспорта им. Г.Я. Седова - филиал ГМУ им. адмирала Ф.Ф. Ушакова, Ростов-на-Дону, Россия
E-mail: 405092@mail.ru

Рассчитаны частотные зависимости вносимых потерь перестраиваемого полосно-заграждающего фильтра при ориентации внешнего постоянного магнитного поля вдоль ширины прямоугольной пленки железо-иттриевого граната.
Ключевые слова: железо-иттриевый гранат, магнитостатические волны, микрополосковая линия, перестраиваемый полосно-заграждающий фильтр.

Введение

Настоящая работа посвящена моделированию перестраиваемого полосно-заграждающего фильтра, в котором в качестве преобразователя энергии электромагнитной волны в энергию магнитостатических волн используется отрезок микрополосковой линии.

Расчет модели перестраиваемого полосно-заграждающего фильтра при однородном постоянном магнитном поле H_0, направленном вдоль оси *y*

При моделировании в CST Studio перестраиваемого полосно-заграждающего фильтра (ППЗФ) использовался отрезок микрополосковой линии (МПЛ) длиной L = 30 *мм* и шириной W = 1 *мм*, толщина подложки из поликора 1 *мм*, её диэлектрическая проницаемость 9,8.

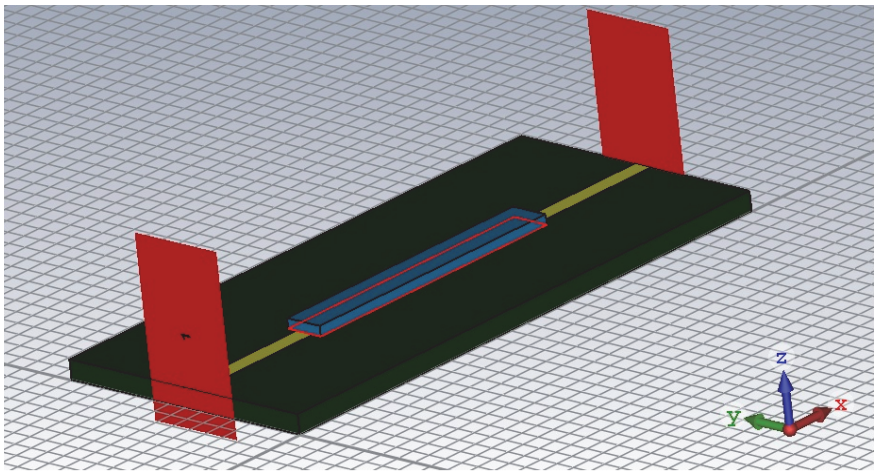
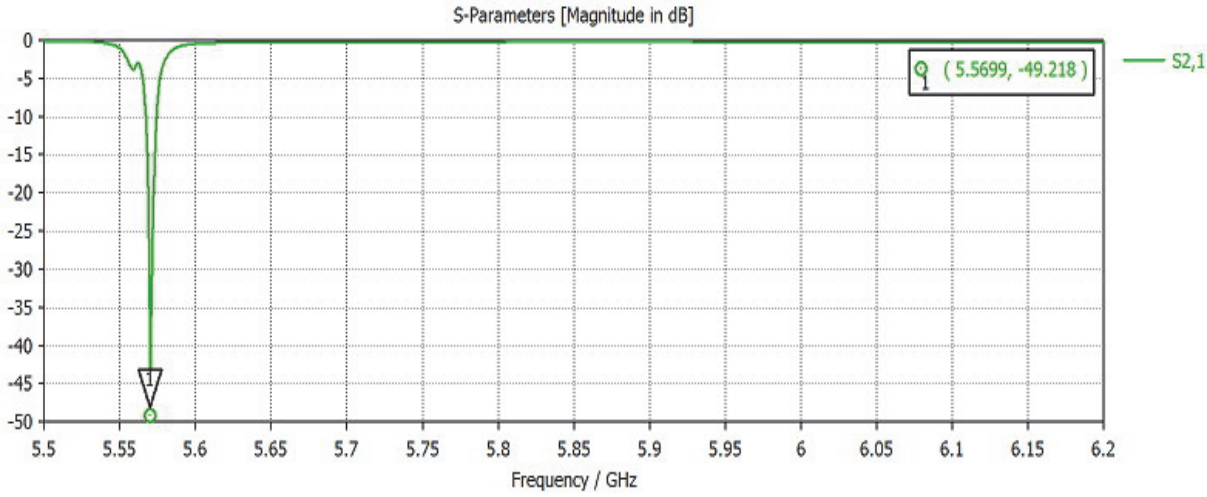
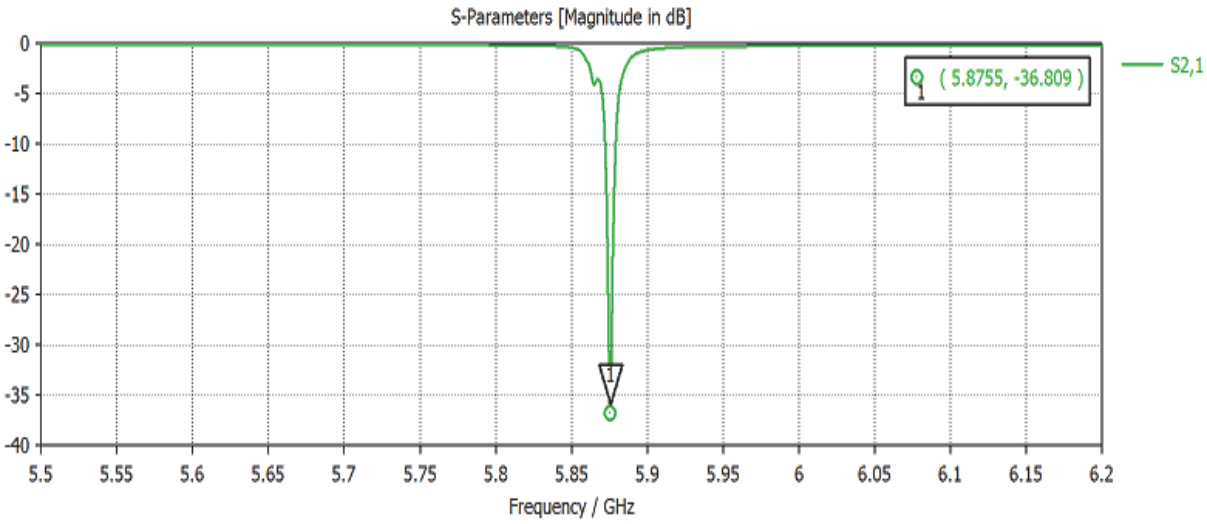


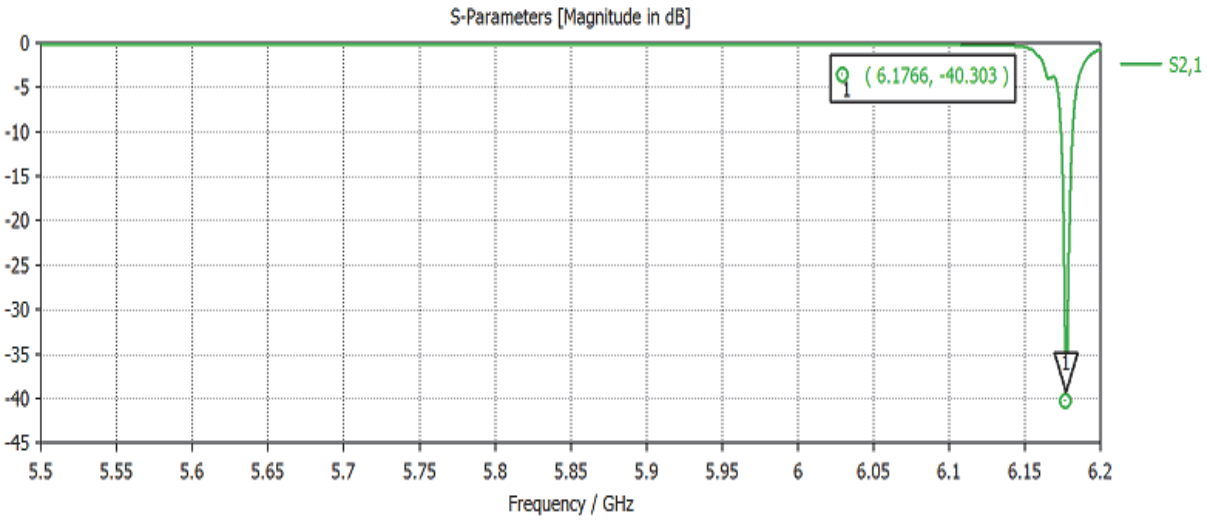
Рисунок 1 – Вид расчетной модели ППЗФ.



H_0 = 1300 Э

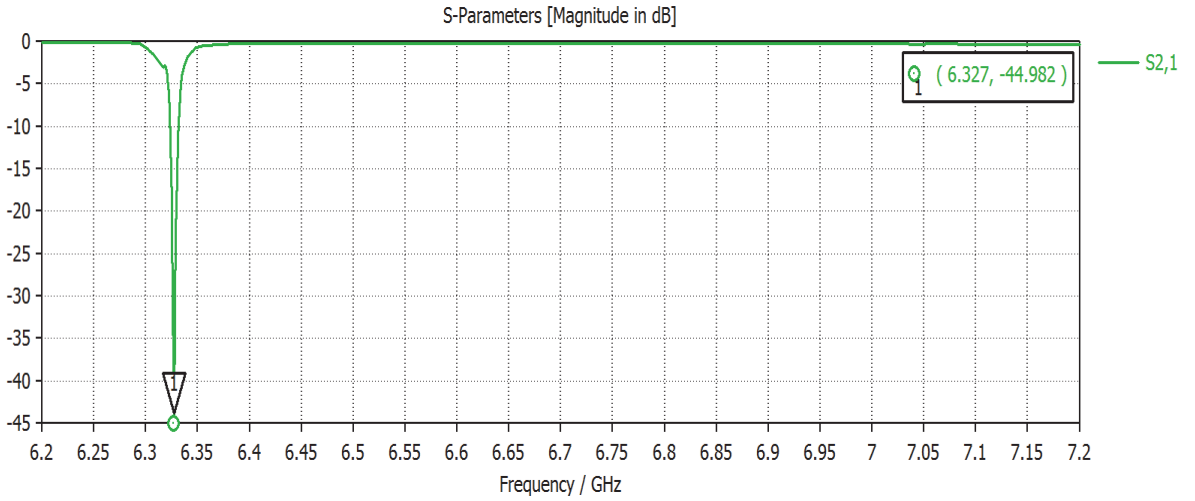


H_0 = 1400 Э

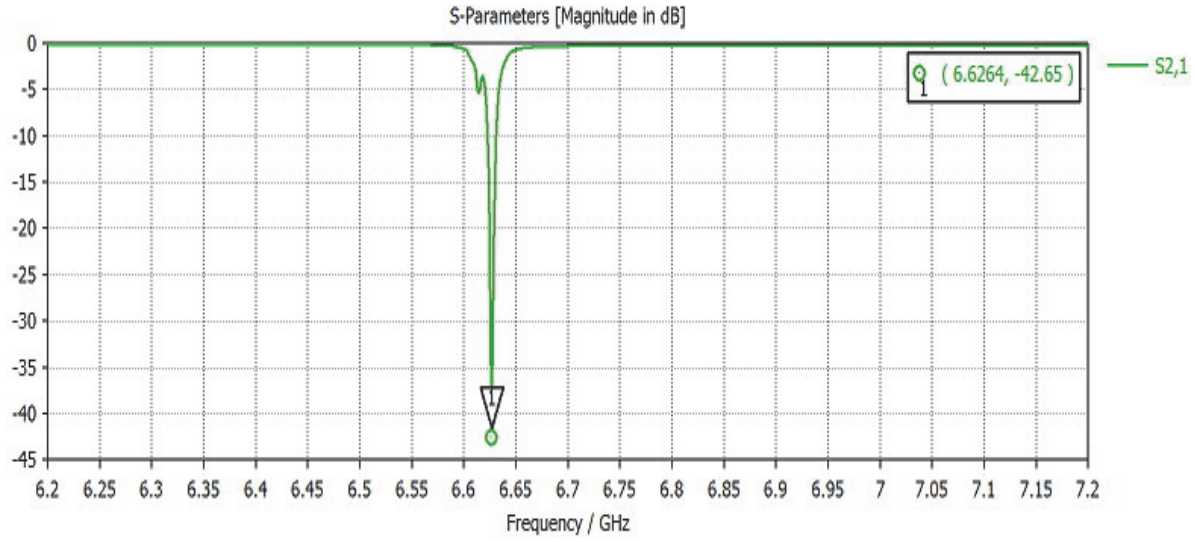


H_0 = 1500 Э

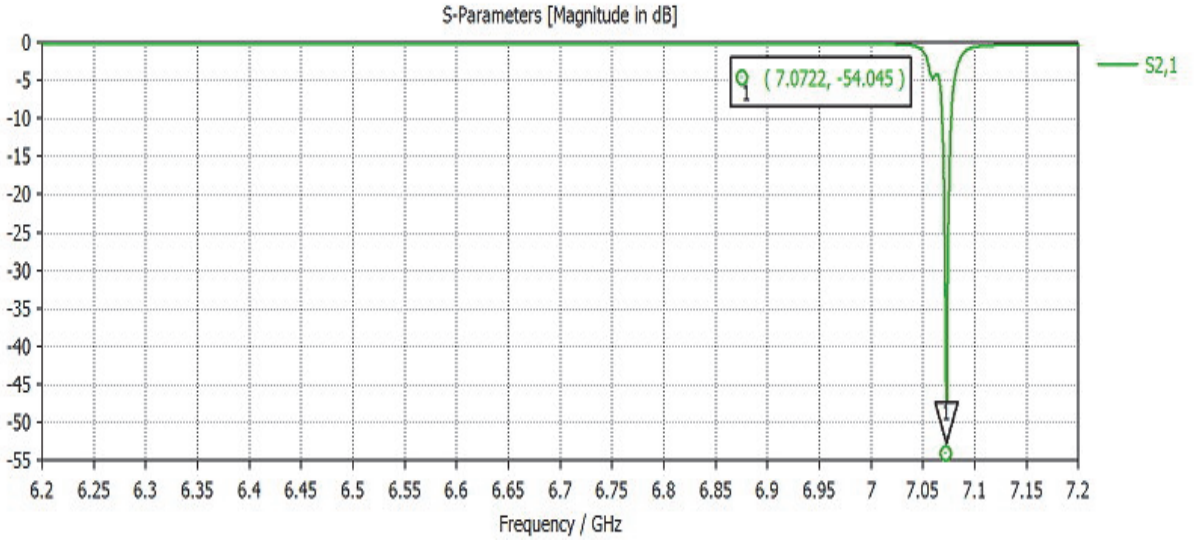
Рисунок 2 – Вносимые потери S21 ППЗФ при H_0 = 1300 Э, 1400 Э и 1500 Э.



H_0 = 1550 Э

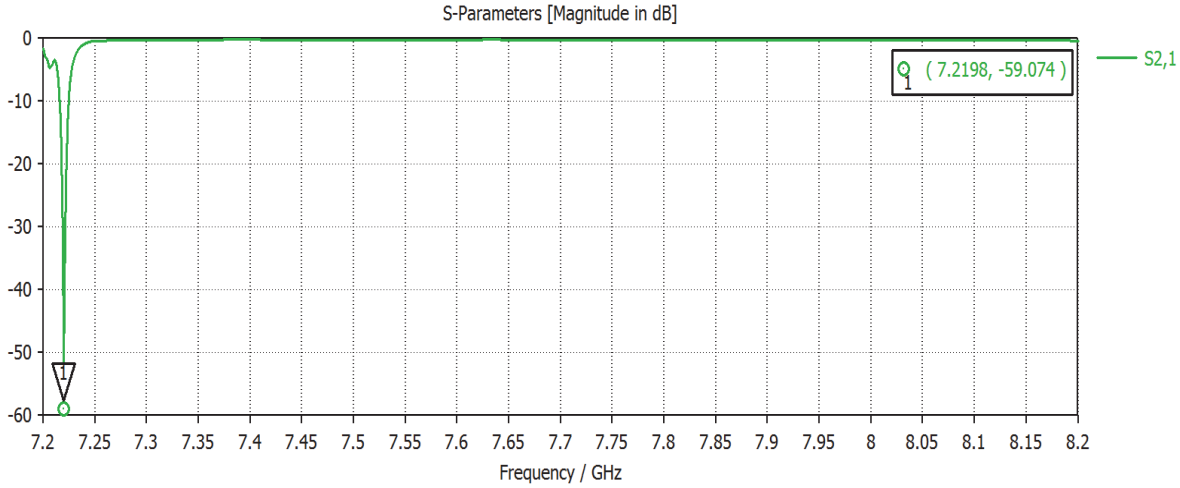


H_0 = 1650 Э

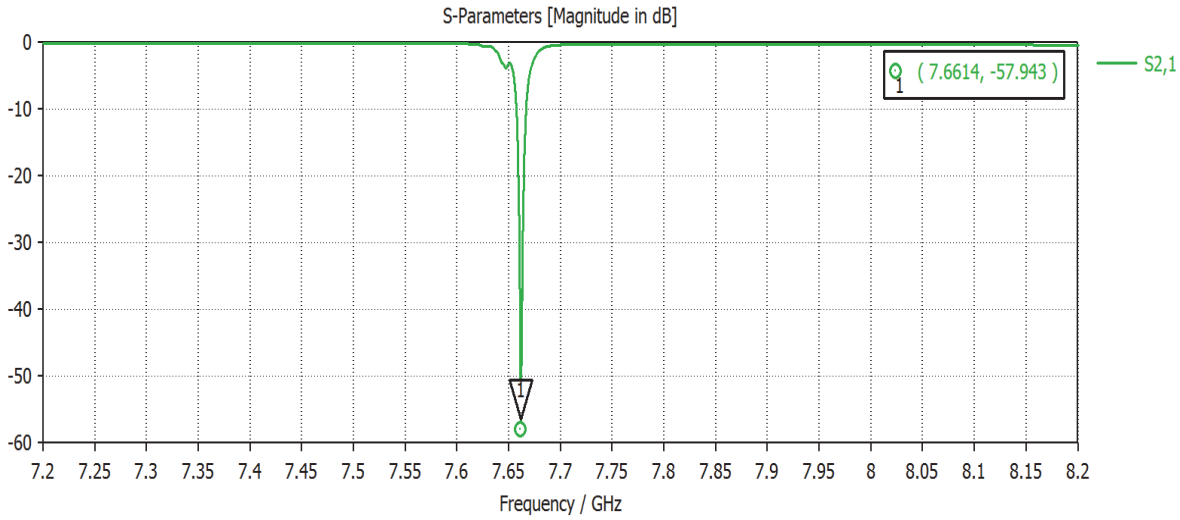


H_0 = 1800 Э

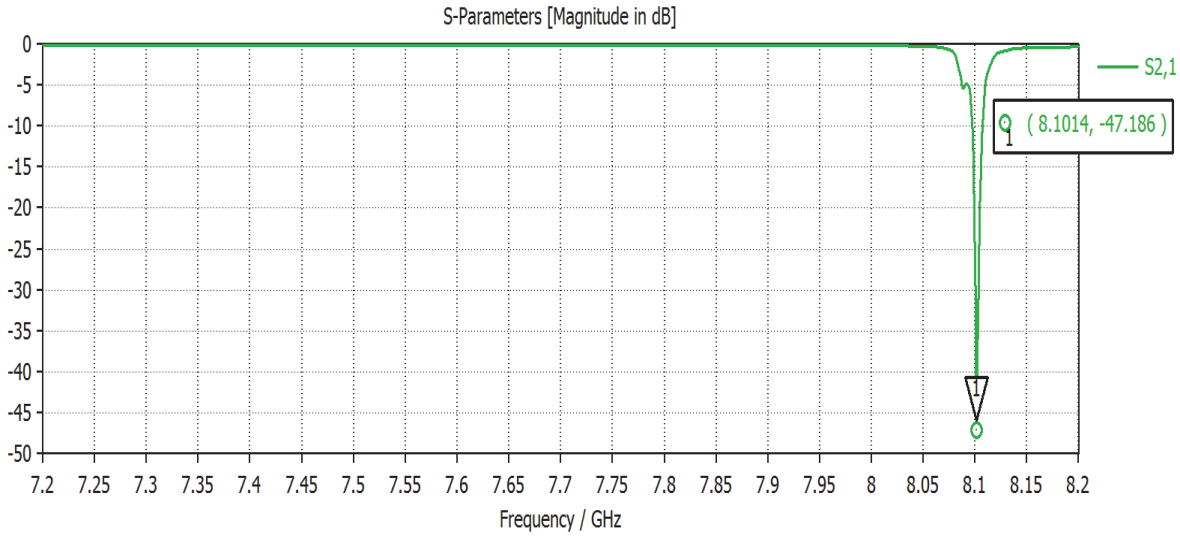
Рисунок 3 – Вносимые потери S21 ППЗФ при H_0 = 1550 Э, 1650 Э и 1800 Э.



H_0 = 1850 Э

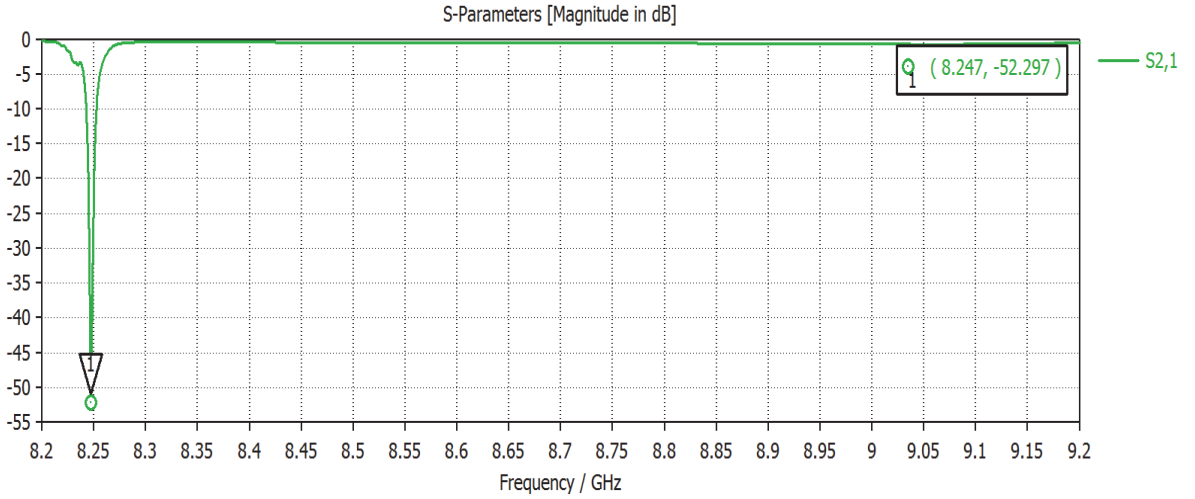


H_0 = 2000 Э

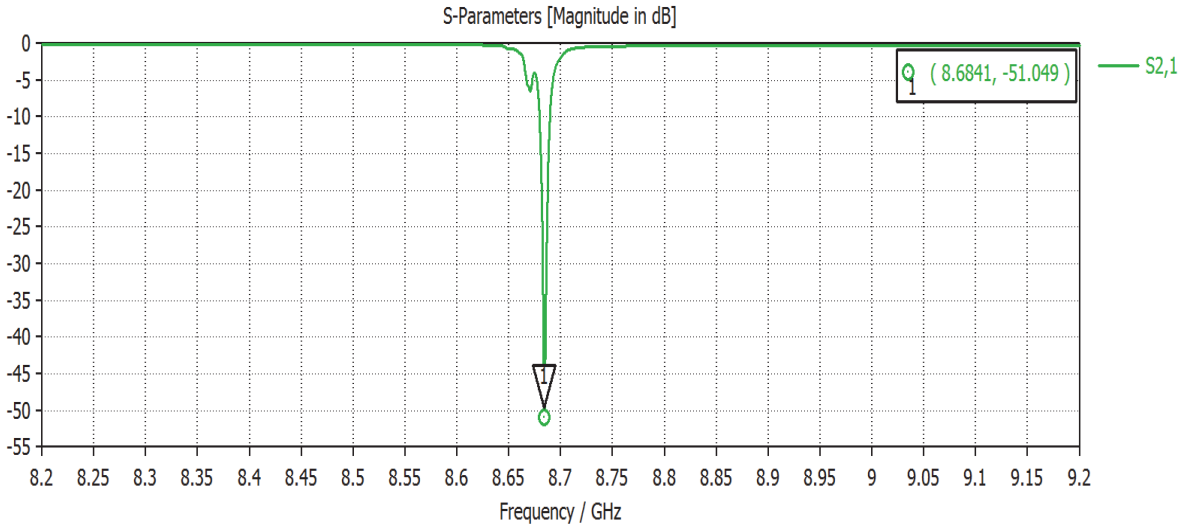


H_0 = 2150 Э

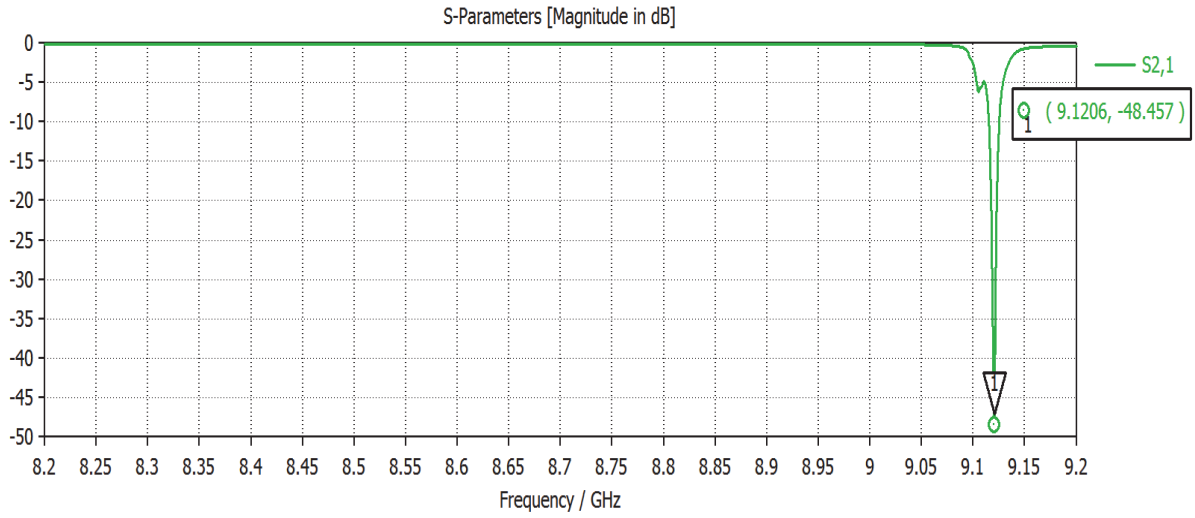
Рисунок 4 – Вносимые потери S21 ППЗФ при H_0 = 1850 Э, 2000 Э и 2150 Э.



H_0 = 2200 Э



H_0 = 2350 Э



H_0 = 2500 Э

Рисунок 5 – Вносимые потери S21 ППЗФ при H_0 = 2200 Э, 2350 Э и 2500 Э.

Проведен расчет вносимых потерь S21 модели ППЗФ, изображенной на рис. 1, с прямоугольной пленкой железо-иттриевого граната длиной 15 *мм*, шириной 2 *мм* и толщиной D = 5,32 *мкм*, намагниченностью насыщения $4\pi M_0$ = 1760 *Гс*, шириной линии ферромагнитного резонанса ΔH = 1 *Э*. Представленные на рис. 2-5 расчетные частотные зависимости вносимых потерь S21 ППЗФ при значениях H_0 от 1300 *Э* и до 2500 *Э* показывают, что при данной ориентации $\mathbf{H_0}$ ППЗФ имеет одну ярко выраженную полосу заграждения, в отличие от случая, когда $\mathbf{H_0}$ направлено вдоль оси *x* [1]. Эта полоса заграждения наиболее эффективна, поскольку при перестройке значений H_0 от 1300 *Э* до 2500 *Э* вносимые потери для неё, как следует из рис. 2-5, составляют в среднем порядка -50 *дБ*. На рис. 6 представлена характерная смоделированная частотная зависимость вносимых потерь S21 ППЗФ при значении однородного постоянного магнитного поля H_0 = 2000 *Э*. Для нее полоса заграждения по уровню -5 *дБ* составляет 15 *МГц*, по уровню - 40 *дБ* приблизительно 2 *МГц*.

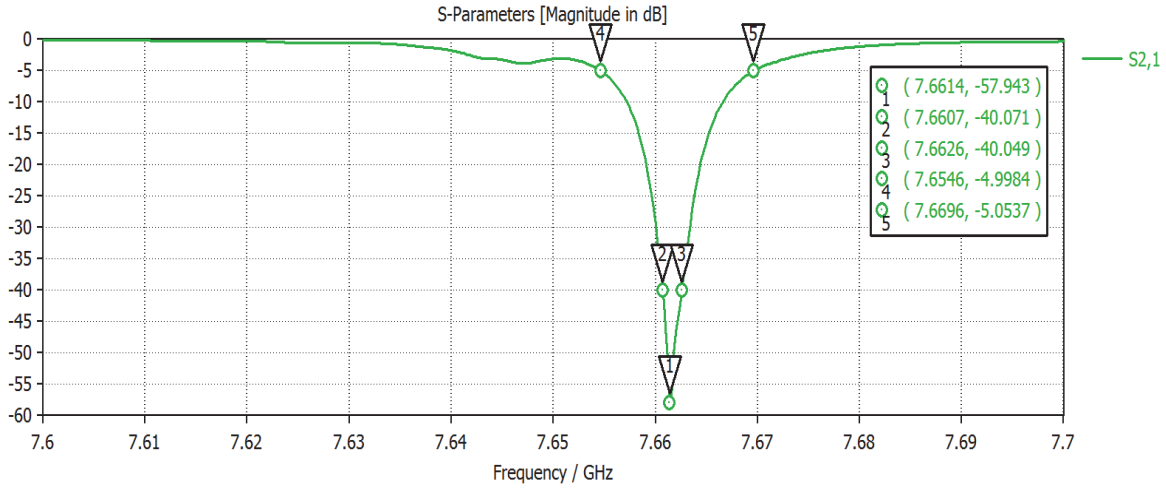


Рисунок 6 – Полоса заграждения ППЗФ при H_0 = 2000 *Э*,
составляющая по уровню -5 *дБ* 15 *МГц*, а по уровню -40 *дБ* – 2 *МГц*

Заключение

Проведено моделирование полосно-заграждающего фильтра на микрополосковой линии, перестраиваемого в полосе частот 5,5 *ГГц* ÷ 9,2 *ГГц* при изменении постоянного магнитного поля H_0 от 1300 *Э* до 2500 *Э*.

Список литературы

1. V.V. Takhtamyshyan, R.K. Babichev. Design of a band stop filter based on microstrip line. // 2018 14th International Scientific-Technical Conference APEIE2018 Novosibirsk, October 2-6, 2018, PROCEEDINGS APEIE – 2018, Volume 1, Part 1, pp. 155-157.

MODELING OF TUNABLE BAND-STOP FILTER ON MICROSTRIP LINE

R.K. Babichev[1], G.V. Babicheva[2]
[1]Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia
[2]Institute of Water Transport of G. Ya. Sedov – branch of Admiral Ushakov State Maritime University, Rostov-on-Don, Russia
E-mail: 405092@mail.ru

The frequency dependences of insertion loss of tunable bandstop filter are calculated for the external constant magnetic field along the width of rectangular yttrium iron garnet film.

Key words: iron-yttrium garnet, magnetostatic waves, microstrip line, tunable band-stop filter.

УДК 537.622.4

СВЕТЛЫЕ СОЛИТОНЫ ОГИБАЮЩЕЙ В ДВАЖДЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СРЕДЕ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

М.Д. Амельченко[1], Ф.Ю. Огрин[2,3], С.В. Гришин[1]

[1]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

[2]Университет города Эксетер, Эксетер, Англия

[3]ООО «MaxLLG», Эксетер, Англия

E-mail: amelchenko.mar@gmail.com

В нормально намагниченном слое ферромагнитного метаматериала (ФМ ММ) показана возможность формирования светлых солитонов огибающей на обратной электромагнитной волне, существующей в диапазоне частот, где эффективные материальные параметры среды являются отрицательными. Рассматриваемый ФМ ММ получен в результате внедрения плазмонной структуры из металлических проволок, покрытых немагнитным изолятором, в ферромагнитную матрицу.

Ключевые слова: левые среды, магнитный метаматериал, солитоны, спиновые волны.

Введение

Ферромагнитные метаматериалы (ФМ ММ) представляют собой управляемые магнитным полем искусственно созданные среды, работающие в микроволновом диапазоне частот. Классическим примером ФМ ММ является поперечно намагниченная безграничная ФМ матрица, содержащая периодическую структуру из тонких проводящих проволок с периодом T (где $T \ll \lambda$, λ - длина волны в среде) и радиусом r_1. Каждая из проволок отделена от ФМ матрицы посредством немагнитного изолятора радиусом r_2 [1]. При таком виде намагничивания ФМ ММ поддерживает распространение ТЕ электромагнитных волн (ЭМВ). Эффективные материальные параметры ФМ ММ являются одновременно отрицательными величинами в интервале частот, находящемся между двумя характерными частотами: плазменной частотой, расположенной выше частоты ФМ резонанса при поперечном намагничивании $f_{\perp}$, и частотой антирезонанса f_{ar}. До настоящего времени существование обратной ЭМВ (ОЭМВ) с отрицательной (аномальной) дисперсией в поперечно намагниченном магнитном ММ исследовалось с помощью линейной аналитической модели [1, 2].

Волны с отрицательной (аномальной) дисперсией существуют и в однородном ФМ в отсутствие в нем периодической структуры (μ-отрицательная среда). Они наблюдаются в частотном интервале, находящемся между частотами ФМ резонанса при продольном намагничивании $f_{||}$ и частотой $f_{\perp}$. На этих частотах волны с аномальной дисперсией существует только при продольном намагничивании и только в тонких ФМ пленках. Дисперсионные характеристики таких волн рассчитываются в магнитостатическом приближении, а плотность их магнитной энергии гораздо больше плотности электрической энергии. Такие

магнитные волны получили название обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ).

При повышенных амплитудах высокочастотного магнитного поля продольная компонента вектора намагниченности начинает уменьшаться, что приводит к ряду нелинейных эффектов, одним из которых является формирование светлого солитона огибающей [3]. В данной работе впервые демонстрируется возможность формирования светлого солитона огибающей на ОЭМВ, существующей в поперечно намагниченном ФМ ММ в диапазоне частот, где эффективные материальные параметры среды являются дважды отрицательными.

1. Линейная аналитическая модель нормально намагниченного ферромагнитного метаматериала

На первом этапе были проведены расчеты дисперсионной характеристики (ДХ) ОЭМВ, существующей либо в безграничном по всем направлениям, либо в ограниченном в одном из направлений (по толщине) нормально намагниченном ФМ метаматериале. Расчеты были выполнены как с помощью аналитических выражений, так и в электродинамическом пакете программ MaxLLG [4]. Аналитическое выражение для эффективной диэлектрической проницаемости поперечно намагниченной безграничной ФМ матрицы, в объеме которой содержится двумерная (2D) периодическая структура из тонких металлических (немагнитных) проволок с периодом T и радиусом r_1, находящихся в изолирующем слое радиусом r_2 (см. рис.1), было взято из работы [1] в виде

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_r\left[1 - \omega_p^2/(\omega^2 + i\alpha)\right], \quad (1)$$

$$\omega_p^2 \cong 2\,\pi/\left\langle \varepsilon_f T^2 \mu_0 \left\{ ln(r_2/r_1) + \mu_{eff}[ln(T/r_2) - (3 + ln2 - \pi/2)/2] \right\} \right\rangle,$$

$$\mu_{eff} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu,$$

$\alpha = \varepsilon_f \omega\, \omega_p^2/\sigma_{eff}$, $\varepsilon_f = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость магнетика, где $\mu = (\omega_\perp^2 - \omega^2)/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – диагональная компонента, а $\mu_a = \omega_M\, \omega/(\omega_H^2 - \omega^2)$ – недиагональная компонента тензора высокочастотной магнитной проницаемости ферромагнетика, $\omega_\perp^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ – гиромагнитное отношение, $4\pi M_0$ – намагниченность насыщения, $\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2)$ – электрическая постоянная, μ_0 – магнитная постоянная, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость магнетика, $\sigma_{eff} = \pi r_1^2\, \sigma/T^2$ – эффективная проводимость проволочной структуры, σ – электрическая проводимость проволоки. Внешнее постоянное магнитное поле $\vec{H}_0$ направлено вдоль проволок, а волновой вектор $\vec{k}$ направлен перпендикулярно ему ($\vec{k} \perp \vec{H}_0$).

Для расчёта ДХ ОЭМВ, существующей в металлизированном с обеих сторон нормально намагниченном слое ФМ ММ, выражение (1) было подставлено в дисперсионное уравнение, полученное при решении уравнений Максвелла в приближении неоднородных плоских волн:

$$\left[k_y^2 - \mu\left(k_0^2\varepsilon_{eff} - k^2\right)\right]\left[k_y^2 - \left(k_0^2\varepsilon_{eff}\mu - k^2\right)\right] - k_0^2\varepsilon_{eff}\mu_a^2\left(k_0^2\varepsilon_{eff} - k^2\right) = 0, \quad (2)$$

где $k_y = n\pi/d$ - функция поперечного волнового числа, $n = \pm 1,2,3 \ldots$ - номер объемной моды ЭМВ, d - толщина ФМ слоя, k – продольное волновое число ЭМВ в среде, $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме.

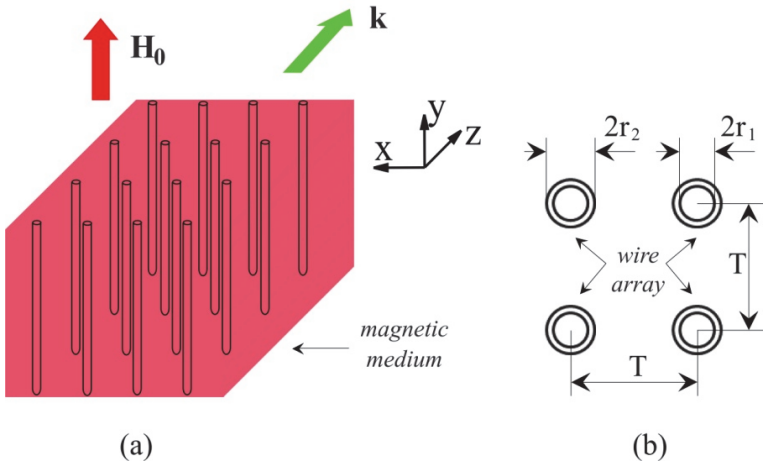


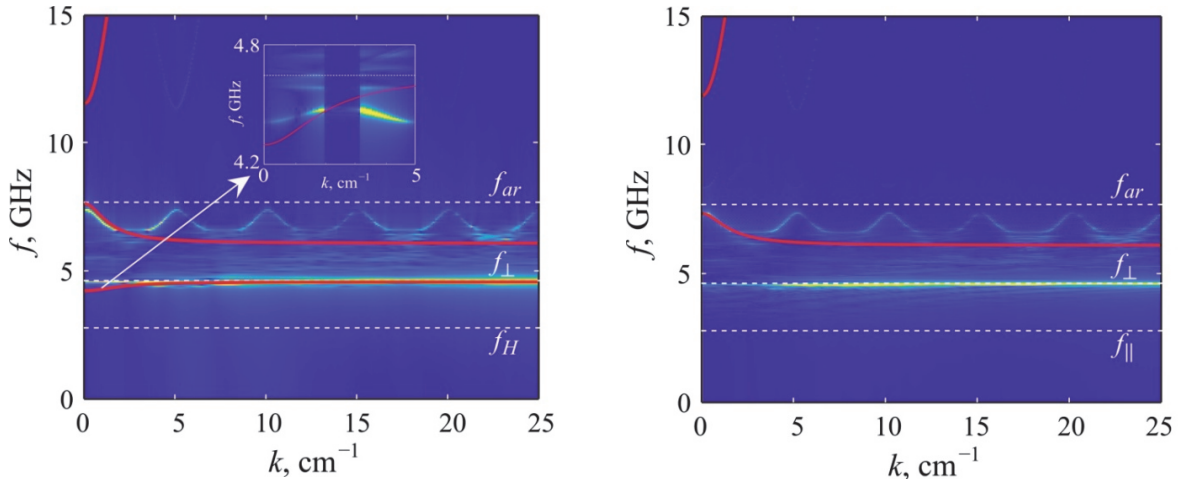
Рисунок 1 – Схематические изображения поперечно намагниченного ФМ ММ (a) и 2D периодической структуры (вид сверху) из тонких проволок радиусом r_1, окруженных немагнитным изолятором радиусом r_2 (b)

Для подтверждения существования в поперечно намагниченном ФМ ММ ОЭМВ, предсказанной аналитической теорией, было проведено численное моделирование ФМ ММ с помощью электродинамического пакета программ MaxLLG [4]. Особенностью данного пакета является применение метода конечных разностей во временной области к уравнениям Максвелла, где материальное уравнение, связывающее между собой магнитное поле и намагниченность среды, рассчитывается на основе уравнения движения вектора намагниченности, известного как уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта.

На рис.2 приведены результаты расчета ДХ ЭМВ, полученных на основе как аналитической теории, так и в пакете программ MaxLLG. Из представленных на рис.2а результатов расчета следует, что в спектре безграничного по всем трем направлениям ФМ ММ наблюдаются три ТЕ ЭМВ, одна из которых (более высокочастотная) является быстрой ЭМВ, а две другие - медленными волнами. Одна из медленных ЭМВ, более низкочастотная, обладает нормальной дисперсией, а другая, более высокочастотная, является ОЭМВ и находится в полосе частот, где эффективные материальные параметры среды являются дважды отрицательными. Как следует из предсказаний аналитической теории, ОЭМВ занимает не всю полосу частот, где $\mu_{eff} < 0$, а ограничивается полосой частот $\Delta f \approx 1.2$ ГГц, где $\mu_{eff} < 0$ и $\varepsilon_{eff} < 0$. Расхождение в значениях частот отсечек ОЭМВ, полученных в результате аналитической теории и численного моделирования, не превышает 4%. Еще одним важным результатом, полученным для ОЭМВ в рамках численного моделирования, является наличие на ее ДХ периодически повторяющихся областей, соответствующих бреговским резонансам. Так, первому бреговскому резонансу здесь соответствует теоретически рассчитанное значение волнового числа $k_{Б1}/(2\pi)$=2.5 см$^{-1}$. На ДХ ОЭМВ, полученной в рамках аналитической модели, такие резонансы отсутствуют, так как электродинамическая модель ФМ ММ строилась в приближении эффективных материальных параметров среды.

На рис. 2б продемонстрировано влияние толщины слоя ФМ метаматериала на ДХ ТЕ ЭМВ. Проведенные расчеты показали, что при нормальном

намагничивании ограничение ФМ метаматериала по толщине приводит, в основном, к изменению частот отсечки ЭМВ. Так, в относительно толстых слоях поперечно намагниченного ФМ ММ ДХ ОЭМВ практически не меняется по сравнению со случаем безграничного ФМ ММ (см. рис.2а). При дальнейшем уменьшении толщины слоя расхождение между результатами аналитической теории и численного эксперимента становится существенным, что указывает на необходимость уточнения аналитической модели.



(а) (б)

Рисунок 2 – ДХ быстрых и медленных ТЕ ЭМВ, существующих в поперечно намагниченном ФМ ММ для разных значений его толщины d: $d \to \infty$ (а), 1 см (б). ДХ ЭМВ, рассчитанные в программе MaxLLG, показаны желтыми линиями, а на основе аналитической теории - красными линиями. Расчеты выполнены для H_0=79.6 кА/м, M_0=27.85 мТл, ε_r=16, r_1=100 мкм, r_2=300 мкм, T=2 мм и $\sigma = 10^8$См/м

2. Нелинейная аналитическая модель нормально намагниченного ферромагнитного метаматериала

На втором этапе для нормально намагниченного ФМ ММ решалось нелинейное уравнения Шредингера (НУШ), записанное в следующем виде:

$$j\left(\frac{\partial}{\partial t} + V\frac{\partial}{\partial z}\right)\varphi + A\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} - B|\varphi^2|\varphi = 0, \quad (3)$$

где V — групповая скорость, φ - медленно меняющаяся амплитуда, A и B - коэффициенты дисперсии и нелинейности, соответственно.

Вначале с использованием ДУ (2) и аналитического выражения для эффективной диэлектрической проницаемости (1) определялись групповая скорость V и дисперсия групповой скорости A (коэффициент дисперсии НУШ) ОЭМВ. Затем в указанных уравнениях учитывалась зависимость продольной компоненты вектора намагниченности от амплитуды поля в виде [3]

$$M_y \approx M_0(1 - a|\varphi|^2), \quad (4)$$

где коэффициент a зависит от направления внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$. В рассматриваемом нами случае он запишется как

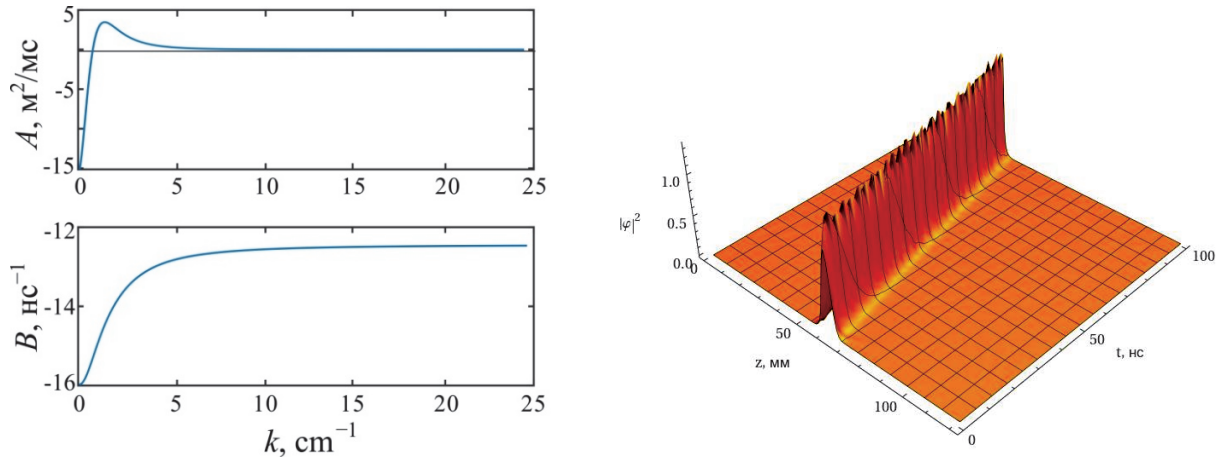
$$a = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\omega_H^2}{\omega^2}\right). \quad (5)$$

Подставляя (4) с учетом (5) в выражение для частоты ω_M, входящую в выражения (1) и (2), и беря производную по амплитуде от полученного выражения, находим коэффициент нелинейности НУШ B. Значение продольного волнового числа k обратной ЭМВ выбиралось таким, чтобы для рассчитанных на основе него коэффициентов дисперсии и нелинейности удовлетворялся критерий Лайтхилла ($AB < 0$), выполнение которого необходимо для формирования в среде светлого солитона огибающей.

На рис. 3а приведены зависимости коэффициентов A и B от продольного волнового числа для нормально намагниченного металлизированного с обеих сторон слоя ФМ ММ. Можно видеть, что критерий Лайтхилла выполняется при k>0.85 см$^{-1}$, что указывает на возможность получения светлого солитона огибающей в среде.

Для численного решения НУШ использовался фурье-метод расщепления по физическим факторам (SSFM). На рис. 3б приведены результаты численного решения НУШ на частоте 6.22 ГГц ОЭМВ (k=7 см$^{-1}$), из которого следует, что при подаче на безграничный нормально намагниченный ФМ ММ супергауссового импульса длительностью 30 нс и амплитудой φ=1 из него формируется импульс огибающей, имеющий стационарный профиль. Аналогичный результат получается при подаче супергауссового импульса на металлизированный слой ФМ ММ толщиной d=1 см.

В заключение отметим, что полученные в работе результаты представляют интерес для создания нелинейных функциональных устройств на основе ферромагнитных метаматериалов для микроволнового диапазона.



(а) (б)

Рисунок 3 - (а) Зависимости коэффициентов дисперсии A и нелинейности B от продольного волнового числа k для нормально намагниченного металлизированного слоя ФМ ММ. (б) Эволюция огибающей волнового фронта с течением времени в металлизированном слое ФМ ММ, полученная на основе (3) для следующих значений параметров: H_0=79.6 кА/м, M_0=27.85 мТл, ε_r=16, r_1=100 мкм, r_2=300 мкм, T=2 мм и $\sigma = 10^8$См/м, k=7 см$^{-1}$, (b): V=-1.27×10^5 м/с,A=0.11 м^2/мс, B=-12.7 нс$^{-1}$.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-20121, https://rscf.ru/project/19-79-20121/

Список литературы

1. Dewar G. Minimization of losses in a structure having a negative index of refraction // New J. Phys. 2005. V. 7. P. 161.

2. Гришин С.В., Амельченко М.Д., Шараевский Ю.П., Никитов С.А. Дважды отрицательные среды на основе антиферромагнитных метаматериалов для терагерцового диапазона частот// Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, вып. 18. С. 32-35.

3. Калиникос Б.А., Ковшиков Н.Г., Славин А.Н. Наблюдение спин-волновых солитонов в ферромагнитных плёнках// Письма ЖЭТФ. 1983. Т.38, вып.7. С.343-347.

4. High Frequency Magnetics Software [Electronic resource]. Devon, UK. Available from: https://www.maxllg.com.

BRIGHT ENVELOPE SOLITONS IN DOUBLE NEGATIVE MEDIA OF NONLINEAR FERROMAGNETIC METAMATERIAL

M.D. Amelchenko[1], F.Yu. Ogrin[2,3], S.V. Grishin[1]

[1]Saratov State University, Saratov, Russia

[2]The University of Exeter, Exeter, England

[3]MaxLLG Ltd., Exeter, England

E-mail: amelchenko.mar@gmail.com

In this paper, we consider a normally magnetized layer of a ferromagnetic metamaterial (FM MM) possessing a band, where both effective permittivity and permeability are negative. It is shown, that bright envelope solitons can be formed on a backward electromagnetic wave existing in the band. The metamaterial is composed of the superconductive wire array covered with nonmagnetic material and FM matrix.

Keywords: left-handed media, magnetic metamaterial, solitons, spin waves.

УДК 537.622.4

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ МЕТАПОВЕРХНОСТЯХ

А.С. Бир, С.В. Гришин
Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com

В работе приводятся результаты экспериментального исследования трехволнового параметрического распада поверхностной магнитостатической волны в 1D и 2D одно- и двухкомпонентных магнитных метаповерхностях.
Ключевые слова: метаповерхность, ферромагнетик, спиновые волны, параметрический резонанс.

Введение

Метаматериалы представляют собой искусственно созданные среды, свойства которых отличаются от природных сред. Концепция создания метаматериалов базируется на использовании периодических структур из субволновых элементов, период которых T является намного меньше длины волны λ, т.е. $T \ll \lambda$. Такие элементы создаются из различных материалов и их топологий, находящихся внутри или на поверхности природного материала, с помощью которых искусственно моделируется электрический или магнитный отклик среды. В последнее время к метаматериалам начали относить и искусственные среды, у которых период структуры сравним с длиной волны, т.е. $T \sim \lambda$. В таких метаматериалах волна с волновым числом, удовлетворяющим условию Брэгга ($k_Б = \pi n/T$, где n=1, 2, 3… - номер брегговского резонанса), отражается от периодической структуры и не проходит через среду. В результате на частотах брегговских резонансов образуются, так называемые, полосы непропускания, которые являются аналогами запрещенных энергетических зон, существующих в кристаллической решетке любого твердого тела. Метаматериалы, где условие Брэгга выполняется для спиновых волн, получили название *магнонные кристаллы (МК)* [1]. Планарные одномерные или двумерные (1D или 2D) магнитные метаматериалы получили название магнитных метаповерхностей [2]. Они могут быть созданы с использованием существующих технологий литографии, вследствие чего, процесс изготовления метаповерхностей гораздо более прост, чем в случае их объемных аналогов.

Магнитные метаповерхности обладают уникальными нелинейными свойствами, связанными с развитием как трех-, так и четырехволновых нелинейных спин-волновых взаимодействий [3]. Так, четырехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия, обусловленные зависимостью продольной компоненты вектора макроскопической намагниченности от амплитуды высокочастотного магнитного поля, используются, в основном, для формирования солитонов огибающей на частотах запрещенной зоны МК, где происходит сильное изменение дисперсии магнитостатической спиновой волны

(МСВ) [4-6]. В свою очередь трехволновые нелинейные спин-волновые взаимодействия, обусловленные параметрическим возбуждением коротковолновых обменных СВ длинноволновой МСВ при достижении амплитуды последней определенного порогового значения, приводят к одновременному формированию на частотах распадающейся волны и параметрически возбуждаемых ею волн пространственно-временных хаотических паттернов [7]. Необходимо отметить, что в отличие от оптических систем, где трехволновые параметрические процессы используются для генерации второй гармоники (параметрические процессы с повышением частоты) [8], в магнонике трехволновые параметрические процессы являются, как правило, процессами распада, т.е. процессами с понижением частоты [9]. При этом параметрически возбужденные СВ могут участвовать и в трехволновых процессах слияния, в результате которых генерируются вторичные МСВ.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования нелинейных характеристик 1D и 2D магнитных метаповерхностей, работающих в условиях трехволнового параметрического распада поверхностной МСВ (ПМСВ).

1. Одномерные одно- и двухкомпонентные магнитные метаповерхности

1D магнитные метаповерхности были созданы на основе пленок железо-иттриевого граната (ЖИГ) с привлечением методов травления, напыления и оптической литографии. 1D структуры формировались по квазипериодическому закону Фиббоначи или Туэ-Морса. Магнитная метаповерхность в виде однокомпонентного магнонного квазикристалла (ОКМКК) представляет собой последовательность столбиков и канавок разной ширины, сформированных на поверхности ЖИГ волновода трапециевидной формы с длинами сторон 8 мм, 5 мм и шириной 4 мм. Ширина протравленных участков пленки ЖИГ (канавок) имеет значение a_1=130 мкм и $2a_1$, а ширина непротравленных участков (столбиков) - a_2=145 мкм. Высота канавок h_1=5.7 мкм, а высота столбиков h_2 соответствует толщине пленки ЖИГ d=7.7 мкм. При создании 1D квазипериодической структуры типа Фибоначчи использовался известный итерационный алгоритм вида $s_{j+1} = s_{j-1}s_j$, $s_0 = a_2$, $s_1 = a_1$ (j≥1). Последовательность столбиков и канавок в структуре, сформированная при j=1, 2, 3, 4, 5, имеет следующий вид:

$$S = \{s_0 s_1 s_2 s_3 s_4 s_5 s_6\}, \quad (1)$$

где $s_2 = \{a_2 a_1\}$, $s_3 = \{a_1 a_2 a_1\}$, $s_4 = \{a_2 2a_1 a_2 a_1\}$, $s_5 = \{a_1 a_2 a_1 a_2 2a_1 a_2 a_1\}$, $s_6 = \{a_2 2a_1 a_2 2a_1 a_2 a_1 a_2 2a_1 a_2 a_1\}$. Число столбиков и канавок N на каждом итерационном шаге задается как N=F_j, где F_j – числа Фибоначчи, определяемые следующими рекуррентными соотношениями F_0=F_1=1, F_{j+1}=F_j+F_{j-1} (j≥1). Сумма первых шести чисел Фибоначчи $\sum_{j=1}^{6} F_j$ =32 соответствует числу столбиков и канавок последовательности (1). Длина исследуемой квазипериодической структуры типа Фибоначчи определяется как l_1=$\sum_{j=1}^{6} s_j$ =4.485 мм.

Магнитная метаповерхность в виде двухкомпонентного МКК (ДКМКК) представляет собой квазипериодическую последовательность пермаллоевых полосок, нанесенных на поверхность пленки ЖИГ толщиной d_1=10 мкм. Полоски пермаллоя имеют толщину d_2=50 нм, ширину a_4=40 мкм и $2a_4$, расстояние между которыми a_3=120 мкм и $2a_3$. Ширины пермаллоевых полосок и свободных участков пленки ЖИГ менялись по алгоритму Туэ-Морса. На седьмом шаге последовательность Туэ-Морса дает 64 числа, 32 из которых соответствуют полоскам пермаллоя, а другие 32 – свободным участкам пленки ЖИГ. Длина всей квазипериодической структуры типа Туэ-Морса l_2=5.12 мм.

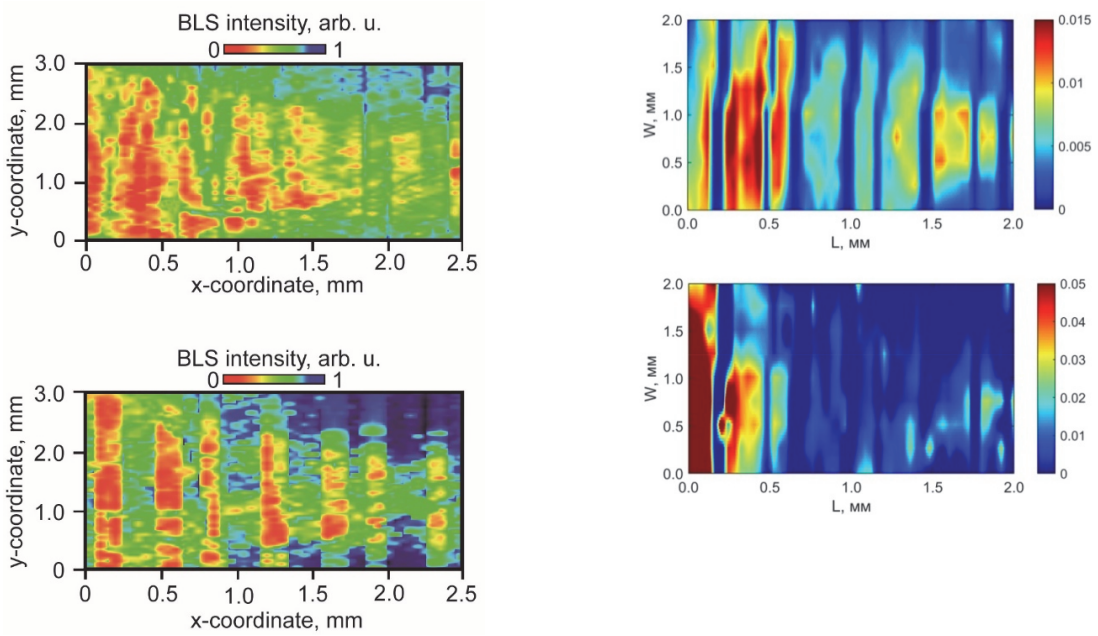
Для возбуждения и приема ПМСВ, распространяющейся в ОКМКК и ДКМКК, используется макет спин-волновой линии передачи с микрополосковыми проводниками шириной 30 мкм. В случае ОКМКК они расположены на расстоянии L=4.5 мм, а в случае ДКМКК – на расстоянии L=6 мм друг относительно друга. Квазипериодическая структура накладывается поверх преобразователей и находится между ними. Внешнее постоянное магнитное поле прикладывается параллельно проводникам и перпендикулярно к направлению распространения ПМСВ. В случае ОКМКК H_0=560 Э, а в случае ДКМКК H_0=510 Э. В обоих случаях напряженность поля H_0 удовлетворяет условию H_0<875 Э, при выполнении которого ПМСВ возбуждается на частотах ниже 4.9 ГГц, где трёхволновые процессы распада ПМСВ разрешены.

Для наблюдения пространственно-временных паттернов, рождающихся в результате параметрического распада ПМСВ на коротковолновые СВ, 1D ОКМКК и ДКМКК помещались в цепь обратной связи активного кольцевого резонатора. Измерения проводились с помощью как радиофизических методов, так и с использованием бриллюэновской спектроскопии. В обоих кольцевых резонаторах во временной области генерировались хаотические последовательности параметрических светлых импульсов огибающей. Такие импульсные последовательности рождались за счет модуляции ПМСВ параметрически возбуждаемыми СВ, а также за счет фильтрующих свойств МКК. Импульсные последовательности генерировались на частоте доминантной кольцевой моды, которая выделялась за счет фильтрующих свойств ОКМКК и ДКМКК. Однако локализация намагниченности в пространстве у ОКМКК и ДКМКК вела себя по-разному. Так, в случае ОКМКК ПМСВ локализовались в канавках ЖИГ, а параметрически возбуждаемые СВ локализовались в столбиках ЖИГ (см. рис.1а). В случае ДКМКК ПМСВ и параметрически возбуждаемые СВ локализовались на свободных участках пленки ЖИГ, находящихся между пермаллоевыми полосками (см. рис.1б).

2. Двумерные двухкомпонентные магнитные метаповерхности

2D двухкомпонентная магнитная метаповерхность была выполнена на основе пленки ЖИГ волновода длиной 15 мм и шириной 4 мм, на поверхности которого располагалась 2D решетка из пермаллоевых дисков диаметром 50 мкм и периодом $T = 100$ мкм. 2D решетка сформирована на поверхности пленки ЖИГ площадью 4×4 мм^2 с использованием методов магнетронного напыления, жидкостного травления, оптической литографии и взрывной (lift-off) фотолитографии.

В процессе изготовления использовался многофункциональный сверхвысоковакуумный комплекс магнетронного осаждения и установка магнетронного напыления на основе вакуумного поста ВУП-5М центра коллективного пользования Института физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород.



(а) (б)

Рисунок 1 – (а) Пространственные распределения намагниченности ОКМКК (а) и ДКМКК (б), измеренные методами бриллюэновской спектроскопии на частоте ПМСВ (верхние панели) и на частоте параметрически возбуждаемой СВ (нижние панели)

На рис. 2 приведена АЧХ спин-волновой линии передачи на основе бикомпонентной магнитной метаповерхности, измеренная с помощью анализатора цепей в области частот, где трехволновый параметрический распад ПМСВ, бегущей в ЖИГ-волноводе, запрещен. Видно, что в линейном режиме в спектре ПМСВ находятся две полосы поглощения с центральными частотами $f_{p2} = 6.224$ ГГц и $f_{p4} = 6.258$ ГГц, которые не соответствуют бреговским резонансам, а возникают в результате возбуждения резонансных мод стоячих обратных объемных МСВ (ООМСВ) пермаллоевых дисков поверхностной МСВ, бегущей в пленке ЖИГ. Изменение направления магнитного поля на противоположное ($H_0 = -1400$ Ое) приводит к изменению не только уровня ослабления сигнала, но и частотного расположения полос поглощения в спектре ПМСВ. Теперь только одна полоса поглощения с центральной частотой $f_{p3} = 6.243$ ГГц наблюдается в спектре ПМСВ. Необходимо отметить, что для пермаллоя трехволновые процессы распада стоячих ООМСВ будут разрешены, так как эти процессы наблюдаются на частотах вплоть до 18.7 ГГц.

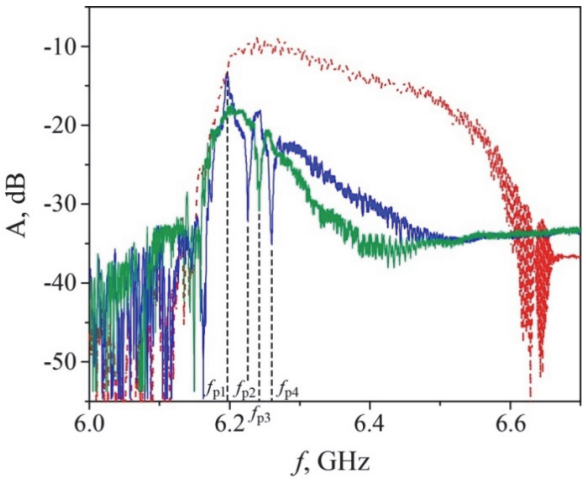


Рисунок 2 - АЧХ спин-волновой линии передачи на основе 2D двухкомпонентной магнитной метаповерхности, измеренные в линейном режиме для $H_0 = 1400$ Э (синяя кривая) и $H_0 = -1400$ Э (зеленая кривая). Красной пунктирной линией показана АЧХ спин-волновой линии передачи на основе однородной пленки ЖИГ. Пунктирными линиями показаны частоты для эксперимента с бриллюэновской спектроскопией

Параметрическое возбуждение СВ исследовалось методами бриллюэновской спектроскопии для частот ПМСВ, находящихся как за пределами полос поглощения, так и на их центральных частотах. Так при $H_0 = 1400$ Э параметрическое возбуждение СВ наблюдается на частотах $f_{p2}/2$ и $f_{p4}/2$, когда частоты ПМСВ f_{p2} и f_{p4} соответствуют центральным частотам полос поглощения, на которых параметрическое возбуждение СВ осуществляется одной из собственных мод колебаний пермаллоевых дисков. На частотах ПМСВ f_{p1} и f_{p3}, находящихся вне указанных полос поглощения, параметрическое возбуждение СВ на частотах $f_{p1}/2$ и $f_{p3}/2$ отсутствует (рис. 3).

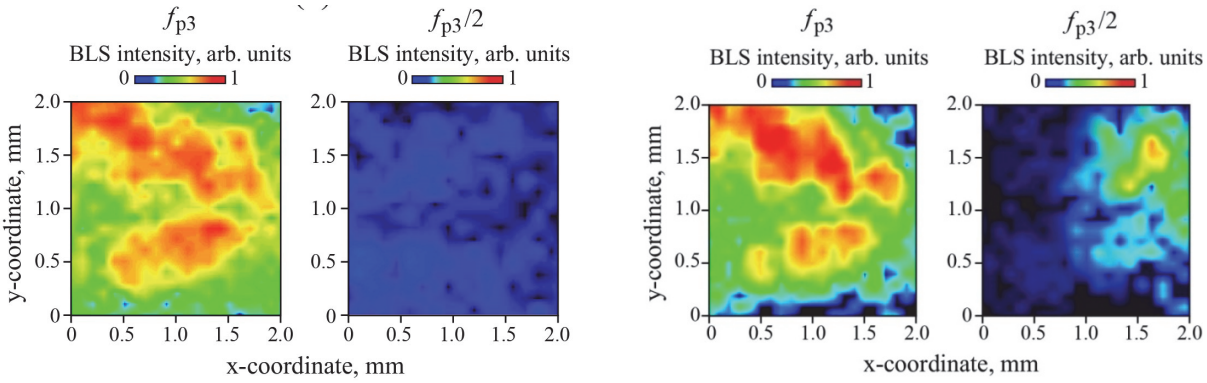


Рисунок 3 - Пространственные распределения намагниченности, измеренные при $H_0 = 1400$ Э (а) и $H_0 = -1400$ Э (б) на частотах ПМСВ $f_{p3} = 6.243$ ГГц и СВ $f_{p3}/2$. На частоте ПМСВ мощность сигнала на входе спин-волновой линии передачи +30 дБмВт.

Изменение частот у собственных мод пермаллоевых дисков при изменении направления внешнего постоянного магнитного поля на противоположное приводит к изменению условий параметрического резонанса. Так, на частоте f_{p3}, на которой при поле $H_0 = 1400$ Э, отсутствовали как полоса поглощения, так

и условия параметрического резонанса для ПМСВ в ЖИГ волноводе, при поле $H_0 = -1400$ Э на указанной частоте присутствует полоса поглощения, в которой выполняются условия параметрического резонанса для стоячих ООМСВ в пермаллоевых дисках. В результате мы наблюдаем новый эффект - эффект *невзаимного параметрического трехволнового резонанса*, который является характерным только для 2D двухкомпонентной магнитной метаповерхности, состоящей из магнитных материалов с сильно отличной намагниченностью.

В заключении отметим, что полученные результаты представляют фундаментальный интерес для специалистов в области нелинейных волн, самоорганизации и образования структур.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-20121, https://rscf.ru/project/19-79-20121/

Список литературы

1. Nikitov S.A., Tailhades Ph., Tsai C.S. Spin waves in periodic magnetic structures - magnonic crystals // J. Magn. and Magn. Mat. 2001. Vol. 236, No 3. P. 320-330.

2. Chen H.-T., Taylor A.J., Yu N. A review of metasurfaces: physics and applications // Rep. Prog. Phys. 2016. Vol. 79. P. 076401.

3. Львов В.С. Нелинейные спиновые волны. М.: Наука. 1987. 272 с.

4. Устинов А.Б., Григорьева Н.Ю., Калиникос Б.А. Наблюдение солитонов огибающей спиновых волн в периодических магнитных пленочных структурах // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 1. С. 34-39.

5. Дроздовский А.В., Черкасский М.А., Устинов А.Б., Ковшиков Н.Г., Калиникос Б.А. Образование солитонов огибающей при распространении спин-волновых пакетов в тонкопленочных магнонных кристаллах// Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, № 1. С. 17-22.

6. Sheshukova S.E., Morozova M.A., Beginin E.N., Sharaevskii Y.P., Nikitov S.A. Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal // Phys. Wave Phenom. 2013. Vol. 21. P. 304-309.

7. Grishin S.V., Moskalenko O.I., Pavlov A.N., Romanenko D.V., Sadovnikov A.V., Sharaevskii Yu.P., Sysoev I.V., Medvedeva T.M., Seleznev E.P., Nikitov S.A. Space-quasiperiodic and time-chaotic parametric patterns in a magnonic quasicrystal active ring resonator // Phys. Rev. Appl. 2021. Vol. 16, No 5. P. 054029.

8. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От световодов к фотонным кристаллам. М.: Физматлит, 2005. 648с.

9. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука. 1994.

PARAMETRIC EXCITATION OF SPIN WAVES IN MAGNETIC METASURFACES

A.S. Bir, S.V. Grishin
Saratov State University, Saratov, Russia
E-mail: bir.evstegneeva.1997@gmail.com

The paper presents the results of an experimental study of three-wave parametric decay of a surface magnetostatic wave in 1D and 2D one- and two-component magnetic metasurfaces.

Key words: metasurface, ferromagnet, spin waves, parametric resonance.

УДК 621.318.1

ЭКСПЕРЕМЕНТАЛЬНОЕ ИСЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕВЗАИМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНОМ МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ

А.С. Пташенко[1], С.А. Одинцов[1], С.Е. Шешукова[1], А.В. Садовников[1], Э.Г. Локк[2]

[1]Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

[2]Фрязенский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия.

E-mail: andrey.po3@mail.ru

В работе предлагается концепция двухслойной магноннокристаллической структуры, что может быть использована для проектирования функциональных устройств магноники с поддержкой многополосных режимов работы. Произдведенно эксперементальное и численное исследование, на основе решения уравнений Максвелла методом конечных эллементов, принципов распространения спиновых волн в двухслойной структуре состоящей из слоев с разной намагниченностью и располагающимеся периодическими металлическими накладками на поверхности пленки с наибольшей намагниченностью.

Ключевые слова: магноника, спиновые волны, многослойные волноводы, магнонный кристалл, спин-электроника.

Введение

Многочисленные исследования в последние годы активно проводятся в области многослойных пленок на основе ферромагнитных материалов (ФМ). Это связано с развитием технологии создания магнитных слоев на немагнитных подложках (НМ) [1]. Особенно интересными становятся многослойные структуры ФМ/НМ [2]. Использование свойств невзаимности для спиновых волн (СВ) в таких структурах открывает новые возможности в области обработки информации (1). Железо-иттриевый гранат (ЖИГ) является базовым материалом для магноники благодаря своей развитой технологии производства и низким уровням потерь при распространении спиновых волн. Двуслойные пленки, состоящие из слоев ЖИГ с различной намагниченностью, имеют ряд преимуществ по сравнению со структурами ЖИГ/металл [3]. Металлизация поверхности ферромагнитных пленок может привести к появлению запрещенных зон в спектре спиновых волн [4]. Изучение двуслойных ЖИГ пленок представляет интерес для использования их в магнонных сетях и создания устройств на основе магнонной логики [5]. Различные режимы распространения спиновых волн в магнонных микроволноводах также вызывают большой интерес и являются важными для создания интерферометров и других устройств. Многослойные пленки также предлагают возможности создания переключаемых и перепрограммируемых устройств, а также разработки спин-трансферных устройств, которые отличаются энергоэффективностью и высокой скоростью обработки информации.

В настоящей работе исследуется особенности распространения сигнала в магнонном волноводе, образованном ЖИГ-пленкой, состоящей из слоев с различной намагниченностью с периодической структурой вблизи одного из слоев двузслойной пленки образованной периодическими медными накладками. С помощью численного моделирования построены дисперсионные характеристики для предложенных систем и произведенно экспериментальное исследование на основе микроволновой спектроскопии. Предложенная концепция двухслойного спин-волнового волновода с МК может лежать в основе изготовления управляемых магнонных межсоединений с поддержкой многополосных режимов работы [6–9].

1. Исследуемая структура

Объектом исследования являлась двухслойная пленка ЖИГ [$Y_3Fe_5O_{12}$] с различным значением намагниченности насыщения слоев и МК на одной из поверхностей (рис. 1). МК был представлен периодическими медными накладками расположенными перпендикулярно длине структуры с периодом L = 300 мкм и ω_m = 70 мкм, фрагмент периодической структуры приведен на сноске рис. 1. Параметры двуслойной пленки следующие: один из слоев состоял из чистого ЖИГ с толщиной d_1 = 6.9 мкм и с намагниченностью насыщения $4\pi M_1$ = 1738 Гс (ЖИГ), а второй слой был легированным с добавлением галлия и лантана при d_2 = 8.9 мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_2$ = 904 Гс (ЖИГ2). Микроволновод помещен в однородное внешнее магнитное поле H_0 = 670 Э, ориентированное вдоль оси x. Структура без МК имеет аналогичные параметры и условия.

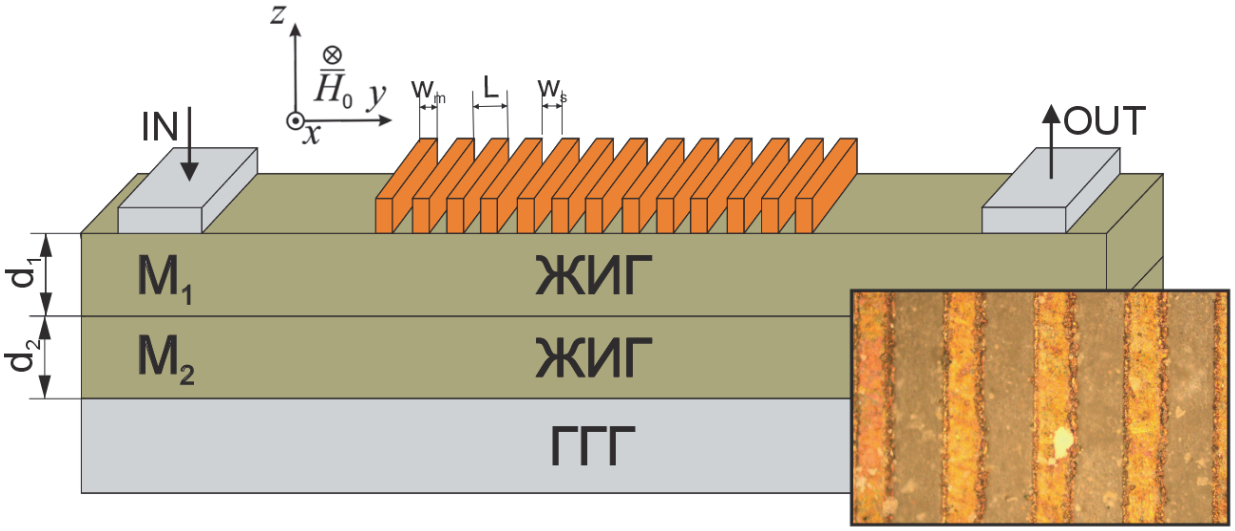


Рисунок 1 – Схематичное изображение двухслойного магнонного микроволновода с МК и микроволновыми антеннами поверх одного из слоев

2. Экспериментальный рассчет и численное моделирование

Численное моделирование проводилось путем решения системы уравнений Максвелла методом конечных элементов(КЭ) в программном продукте COMSOL Multiphysics. Расчет дисперсионных характеристик проводился с учетом того, что компоненты электромагнитного поля зависят от частоты по гармоническому закону [10].

Дисперсионная характеристика для двухслойной пленки характеризуется невзаимным распространением прямой и обратной спиновый волны без образования ЗЗ как в высокочастотной (ВЧ) так и низкочастотной области (НЧ).

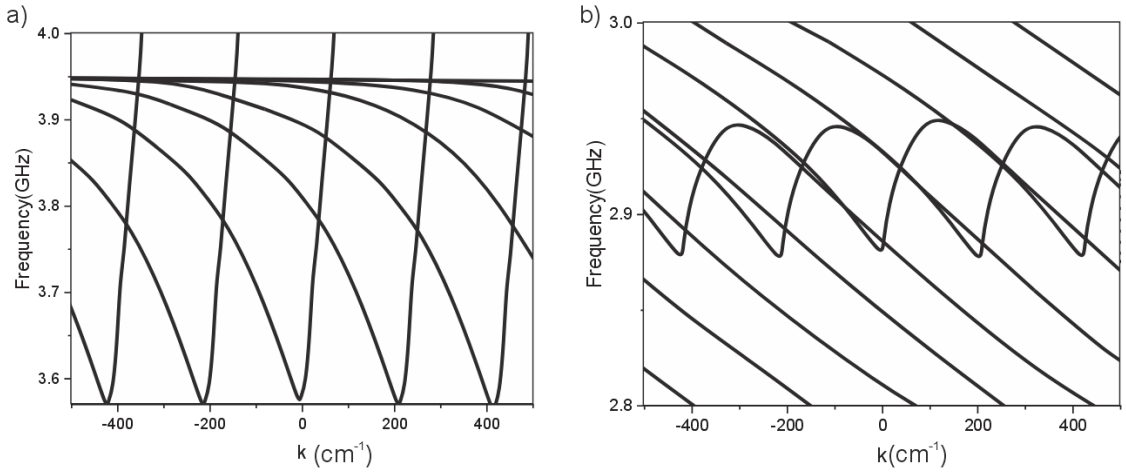


Рисунок 2 – Дисперсионные характеристики полученные методом КЭ
a) ВЧ область дисперсионной характеристики, b) НЧ область дисперсионной характеристики

Однако, при добавлении в систему происходит образование запрещенных зон, что вызванно набегом фаз (Рис. 3). Образование ЗЗ наблюдается и при экспериментальном исследование на основе микроволновой спектроскопии. На дисперсионной характеристике в ВЧ области происходит формирование трех явных запрещенных зон, которые можно наблюдать и на АЧХ(рис. 3b) полученных экспериментально.

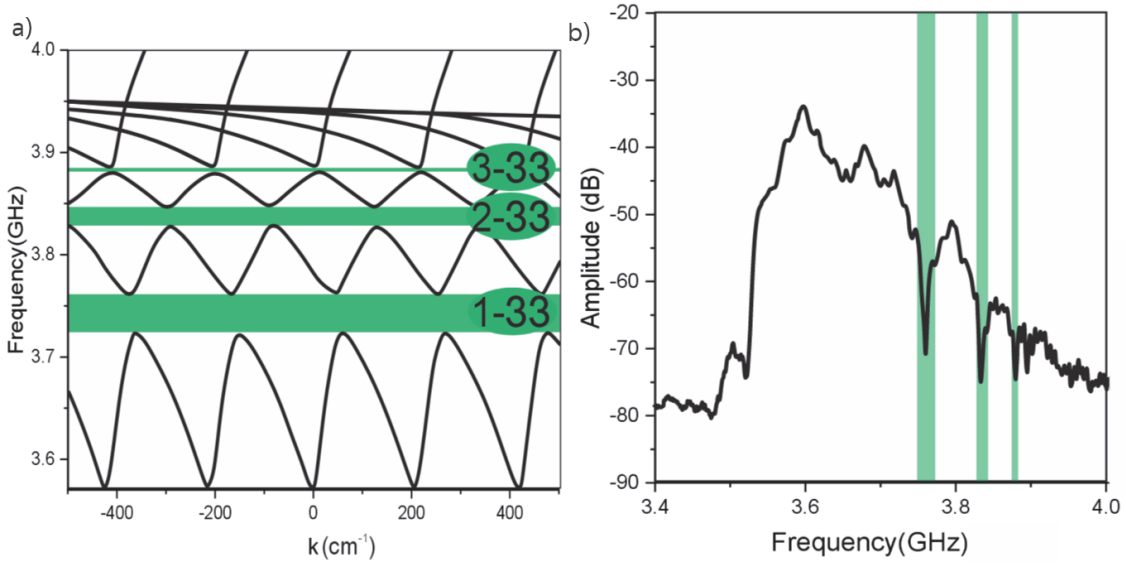


Рисунок 3 – a) ВЧ область дисперсионной характеристики, b) ВЧ область АЧХ

Из-за того, что периодические металлические накладки находятся на поверхности пленки с наибольшей намагниченностью фомирования ЗЗ в НЧ области не происходит, что можно наблюдать как на дисперсионной характеристики (рис. 4a) так и на АЧХ (рис. 5b).

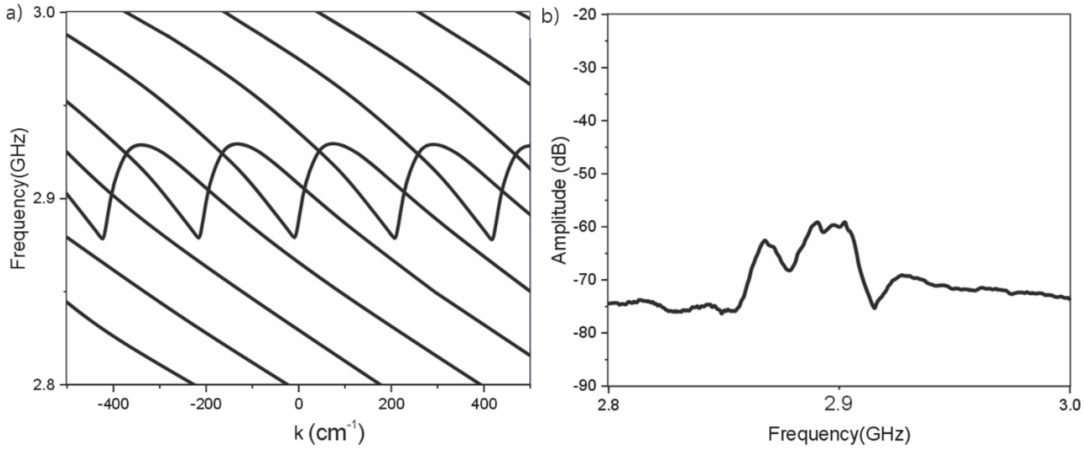


Рисунок 4 – a) НЧ область дисперсионной характеристики, b) НЧ область АЧХ

Заключение

Было проведено исследование распространения спин-волнового сигнала в двухслойном магнонном микроволноводе с решеткой из металлических полосок на поверхности. Изучен механизм формирования ЗЗ в следсвии добавления к двухслойной структуре периодических металлических полос. Предложенная концепция двухслойной магнонокристаллической структуры может быть использована для проектирования функциональных устройств магноники с поддержкой многополосных режимов работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (No 20-79-10191).

Список литературы

1. С.А. Никитов, А.Р. Сафин, Д. В. Калябин, А.В. Садовников, Е.Н. Бегинин, М.В. Логунов, М.А. Морозова, С.А. Одинцов, С.А. Осокин, А.Ю. Шараевская, Ю.П. Шараевский, А.И. Кирилюк. УФН 190 1009.

2. I.V. Vetrova, M. Zelent, J. Sol ys, V.A. Gubanov, A.V. Sadovnikov, T. Scepka, J. D erer, R. Stoklas, V. Cambel, ´ M. Mruczkiewicz. Appl. Phys.Lett. 118, 212409.

3. А.Г. Веселов, С.Л. Высоцкий, Г.Т. Казаков, А.Г. Сухарев, Ю.А. Филимонов. Поверхностные магнитостатические волны в металлизированных пленках ЖИГ. РЭ.1994. Т.39. No12. С.2067-2074.

4. А.В. Кожевников. Влияние параметрических спиновых волн на дисперсию и затухание магнитостатических волн в пленках железоитриевого граната.

5. A.G. Gurevich, G.A. Melkov. Magnetization Oscillations and Waves. CRC Press, London (1996).

6. H. Suhl. J. Phys. Chem. Solids 1, 209.

7. V.E. Demidov, M. Evelt, V. Bessonov, S.O. Demokritov, J.L. Prieto, M. Munoz, J. Ben Youssef, V.V. Naletov, G. de Loubens, O. Klein, M. Collet, P. Bortolotti, V. Cros, A. Anane. Sci. Rep. 6, 32781.

8. U.-H. Hansen, V.E. Demidov, S.O. Demokritov. Appl.Phys. Lett. 94, 252502 (2009).

9. A.V. Sadovnikov, E.N. Beginin, M.A. Morozova, Yu.P. Sharaevskii, S.V. Grishin, S.E. Sheshukova, S.A. Nikitov. Appl. Phys. Lett. 109, 042407.

10. A.V. Sadovnikov, K.V. Bublikov, E.N. Beginin, S.A. Nikitov. J. Commun. Technol. Electron. 59, 914.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE PROPAGATION OF NON-RECIPROCAL SPIN WAVES IN A MULTILAYER MAGNONIC CRYSTAL

A.S. Ptashenko[1], S.A. Oditsov[1], S.E. Sheshukova[1], A.V. Sadovnikov, E.H. Lock[2]
[1]Saratov Chernyshevsky State University, Saratov, Russia
[2]Fryazino Branch, Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino, Russia
E-mail: andrey.po3@mail.ru

The work proposes a concept of a two-layer magnonic crystal structure, which can be used for designing magnonics devices that support multi-band operating modes. Experimental and numerical investigations have been conducted using the finite element method to solve Maxwell's equations, on the principles of spin wave propagation in a two-layer structure consisting of layers with different magnetizations and periodic metallic overlays on the surface of the film with the highest magnetization.
Key words: magnonics, spin waves, multilayer waveguides, magnonic crystal, spintronics.

СЕКЦИЯ 3
ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ

Председатель: ***д.ф.-м.н., проф. П.А. Поляков*** *(МГУ)*

УДК 621.315.1:537.523.9

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ОДНОВРЕМЕННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ КАТОДОНАПРАВЛЕННЫХ СТРИМЕРОВ В ВОЗДУХЕ

А.А. Белогловский, А.В. Галимова
Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: BeloglovskyAA@mpei.ru

Представлены результаты вычислительных экспериментов по изучению параметров двух взаимодействующих стримеров. Показано, что чем ближе друг к другу развиваются стримеры, тем слабее поле их головок и ниже концентрация электронов в них. Это не слишком сильно проявляется при расстояниях, сопоставимых с диаметром их головок.
Ключевые слова: стримерный разряд в воздухе, параллельное развитие стримеров, параметры стримеров.

Введение

Стример – это тонкий нетермоионизированный плазменный канал с избыточным зарядом на обоих его концах или одном из них [1]. Его заряженная оконечная часть называется стримерной головкой. В сильном электрическом поле (ЭП) головок происходит эффективная ударная ионизация, благодаря которой они распространяются в разрядном промежутке (РП) [1].

В этом ЭП помимо ионизации протекают процессы, ведущие к синтезу химически активных частиц, затем участвующих в реакциях в воздушной среде. Это даёт возможность применять низкотемпературную разрядную плазму, например, для инактивации бактерий [2].

1. Исследования одновременного распространения стримеров в воздухе

Стримеры, развивающиеся в воздухе при атмосферных условиях, близких к нормальным, достаточно интенсивно ветвятся [3, 4], после чего первичные стримеры и их ветви одновременно распространяются в РП. Это влияет на развитие отдельных стримеров и разряда в целом [5].

Данные статьи [6] указывают на возможности отталкивания, пересечений одноимённо заряженных головок стримеров, и в отдельных случаях, их слияний. Упомянутое отталкивание выражается в их распространении на периферии разряда в направлении, поперечном силовым линиям ЭП. Оно объясняется большим вкладом поля объёмного заряда, вынесенного в РП, в суммарное поле. Слияние головок, близких друг к другу, находит объяснение в фотоионизации газа перед ними и между ними излучением обеих головок [7]. Испускаемый ими ультрафиолет обеспечивает наработку вторичных электронов, порождающих вторичные лавины. Воздух между головками облучается интенсивнее, чем в других областях РП, и здесь образуется больше вторичных лавин. Поэтому возникает преимущественное ионизационное расширение головок по направлению друг к другу.

Теоретическое изучение параллельного развития стримеров средствами математического моделирования началось в середине 1990-х. Первая такая работа,

известная авторам, – это статья [5]. В ней в рамках квазидвумерной математической модели [9] рассчитаны параметры положительных стримеров, развивающихся в системе «провод-плоскость» параллельно друг другу от провода, к которому приложено напряжение, к заземлённой плоскости. Показано, что развитие стримеров в коллективе приводит к ограничению сверху значений их скорости и напряжённости поля в головках по сравнению с одиночным стримером. Исследовать ионизационное расширение головок, возможность и условия их слияния в рамках применённой модели было нельзя.

Чтобы преодолеть это ограничение, в работах [8, 9] применена двумерная плоско-параллельная математическая модель разряда в воздухе между двумя плоскими электродами. С её помощью было описано распространение двумерного фронта ионизации в однородном ЭП. Разряд инициировали две параллельные друг другу и электродам цилиндрические неоднородности в начальном распределении электронов. Эта упрощённая модель не позволяет точно определить параметры разряда, но даёт возможность качественно рассмотреть взаимодействие головок. Выяснилось, что они сливались в вычислительных экспериментах, если расстояние между начальными неоднородностями больше поперечника разрядного образования.

Чтобы получить данные, относящиеся к более реалистичной модели стримерного разряда, необходимо перейти к его трёхмерному математическому моделированию. Это было сделано в работах [10, 11, 12].

В статье [10] исследованы свойства двух взаимодействующих стримеров с двумя головками во внешнем однородном ЭП. Оказалось, что направление распространения их головок определяется вектором напряжённости поля в тех их точках, где напряжённость максимальна. Это приводит к сильному электростатическому отталкиванию между стримерами одной полярности. Стримерные головки теряют осевую симметрию, и распространяются не в направлении, задаваемом вектором внешнего ЭП, а под некоторым углом к нему и друг к другу. Поэтому авторы [10] сделали предположение о невозможности слияния их головок. Кроме того, они заключили, что скорости распространения взаимодействующих стримеров близки к скорости одиночного стримера, развивающегося при прочих равных условиях.

В статье [11] изучалось распространение двух катодонаправленных стримеров в воздухе и роль его фотоионизации излучением разряда в этом процессе. Показано, что она влияет как на скорость продвижения стримеров в РП, так и на интенсивность ионизационного расширения их головок. Без фотоионизации оба названных процесса протекают медленнее. Был сделан вывод о возможности слияния соседних положительных стримерных головок благодаря перекрёстной фотоионизации газа их излучением. Она сохраняется, если расстояние между осями стримеров не превышает двух их диаметров.

Таким образом, в литературе доступны данные изучения одновременного развития катодонаправленных стримеров в воздухе. Полученные данные о возможности слияния одноименно заряженных стримерных головок благодаря перекрёстной фотоионизации газа их излучением обеспечили интерес к

проведению вычислительных экспериментов, призванных проверить эту возможность. При этом мало внимания уделено анализу параметров стримеров, развивающихся в коллективе. Такому сравнению посвящён доклад.

2. Математическая модель стримеров в воздухе

На кафедре ТЭВН НИУ «МЭИ» предложена трёхмерная математическая модель стримеров в воздухе [12]. В ней их развитие описывается системой уравнений неразрывности потока заряженных частиц с самосогласованным ЭП:

$$\partial N_i/\partial t+\mathrm{div}[N_i\mathbf{v}_i-D_i\mathrm{grad}(N_i)]=S_i, \qquad (1)$$

$$\nabla^2\varphi=-(N_+-N_e-N_-)e/\varepsilon_0, \quad (2)$$

$$\mathbf{E}=-\mathrm{grad}(\varphi), \qquad (3)$$

где (1) – уравнения неразрывности относительно концентраций N_i электронов (i='e'), положительных (i='+') и отрицательных ионов (i='–'), (2) – уравнение Пуассона относительно потенциала ЭП φ, (3) – известное уравнение связи между φ и вектором напряжённости поля **E**. Таким образом, в модель входят три уравнения (1) относительно концентраций частиц видов i='e', '+' и '–'. Соответственно, N_e, N_+ и N_- – концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов, $\mathbf{v}_e$, $\mathbf{v}_+$ и $\mathbf{v}_-$ – векторы скоростей их дрейфа. В (1) S_i – наработка частиц i-го сорта в единице объёма в единицу времени за счёт ударной ионизации, прилипания электронов, развала отрицательных ионов, рекомбинации, фотоионизации газа излучением разряда. В общем случае в модели учитывается диффузия, и D_i – коэффициент диффузии частиц i-го сорта. Распределения N_i, **E** и φ являются функциями трёх координат x, y, z и времени t.

Уравнения (1) дополняются начальными (НУ) и граничными (ГУ) условиями для N_e, N_+ и N_-. Здесь принято, что одновременное развитие стримеров начинается с двух малых неоднородностей в начальном распределении электронов. Они помещены симметрично относительно оси Oz на расстоянии x_0 от неё и на высоте z_0 над анодом (см. рис. 1). Максимальная концентрация электронов достигает $N_{0\max}$ в их центрах и спадает по мере удаления от них, уменьшаясь в e раз на расстоянии r_0 от них. Начальное распределение концентрации электронов описывает соотношение

$$N_e(x,y,z,0)=N_{0\max}\{\exp[((x-x_0)^2+y^2+(z-z_0)^2)/r_0^2]+\exp[((x+x_0)^2+y^2+(z-z_0)^2)/r_0^2]\}, \qquad (4)$$

и его пример показан на рис. 1.

Кроме того, в момент t=0 в РП равномерно распределены положительные и отрицательные ионы в равных концентрациях N_0:

$$N_+(x,y,z,0)=N_-(x,y,z,0)=N_0, \qquad (5)$$

Значения $N_{0\max1}$ в (4) и N_0 в (5) много меньше концентрации нейтральных молекул N.

ГУ для концентраций заряженных частиц отражают допущение, что на электродах отсутствуют их источники, а ЭП обеспечивает полный унос положительных частиц от анода и отрицательных – от катода. Поэтому

$$N_+(x,y,0,t)=N_-(x,y,D,t)=N_e(x,y,D,t)=0. \quad (6)$$

ГУ для потенциала соответствуют тому, что в момент t=0 к аноду прикладывается напряжение U>0, далее неизменное, а катод заземлён:

$$\varphi(x,y,0,t)=U,\ \varphi(x,y,D,t)=0. \qquad (7)$$

Таким образом, формирование и развитие двух параллельных стримеров в этой работе описывают система уравнений (1)–(3) с НУ (4), (5) и ГУ (6), (7).

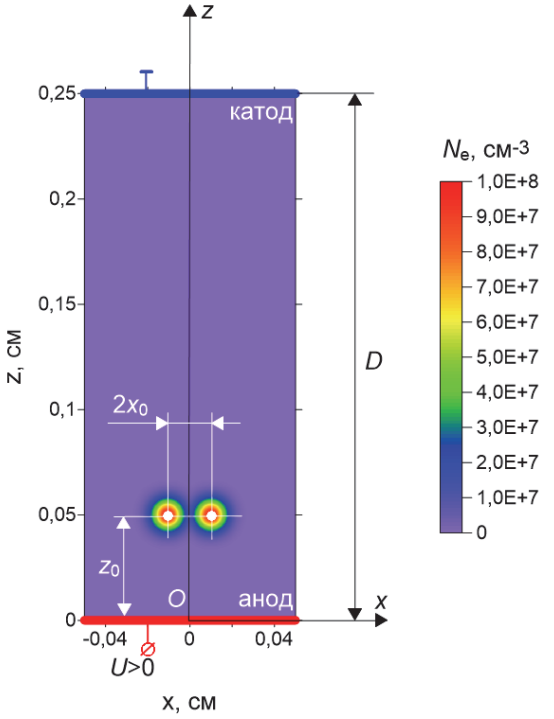


Рисунок 1 – Расчётная модель РП и начальное распределение электронов

3. Результаты вычислительных экспериментов

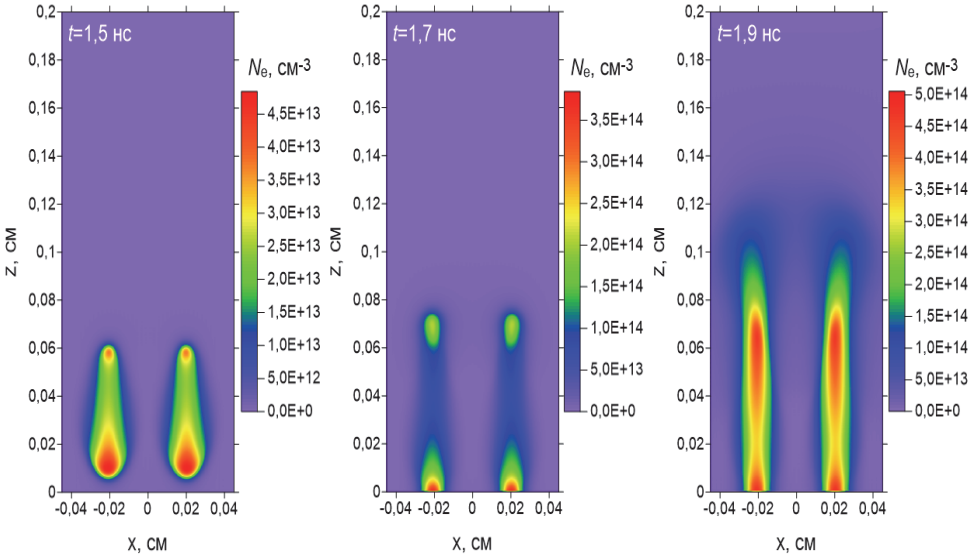
В качестве характерного примера ниже приведены результаты изучения одновременного распространения двух стримеров в воздушном РП длиной D=0,25 см с однородном ЭП со средней напряжённостью U/D=70*10^3 В/см. Атмосферные условия нормальные. Формирование разряда началось с двух малых неоднородностей в распределении электронов с параметрами N_0=10^3 см$^{-3}$, N_{0max}=10^8 см$^{-3}$, r_0=0,007 см, z_0=0,075 см, x_0=0,01...0,02 см (см. рис. 1). Начальное расстояние $2x_0$ между стримерами варьировалось от 0,02 до 0,04 см. Это примерно соответствует 1...2 диаметрам головок стримеров.

На рис. 2 показано изменение распределений концентрации электронов N_e в координатной плоскости xOz, где развиваются стримеры. Функции $N_e(x,z)$ в моменты t=1,5, 1,7 и 1,9 нс при x_0=0,02 см показаны в виде карт, где каждому значению N_e поставлен в соответствие свой цвет. Определяющие его шкалы помещены справа от изображений, к которым они относятся. На рис. 3 показаны зависимости максимальных значений напряжённости ЭП $E_{max}(t)$ (рис. 3.*а*) и концентрации электронов $N_{emax}(t)$ (рис. 3.*б*) для x_0=0,010, 0,015 и 0,020 см.

По полученным кривым $E_{max}(t)$ и $N_{emax}(t)$ были найдены наибольшие значения E_{max} и N_{emax}, которые достигаются в процессе развития стримеров в РП. Отметим, что речь здесь идёт не о значениях, которые достигаются во время сближения электронных лавин с анодом (в данном случае при t=1,5...1,6 нс,

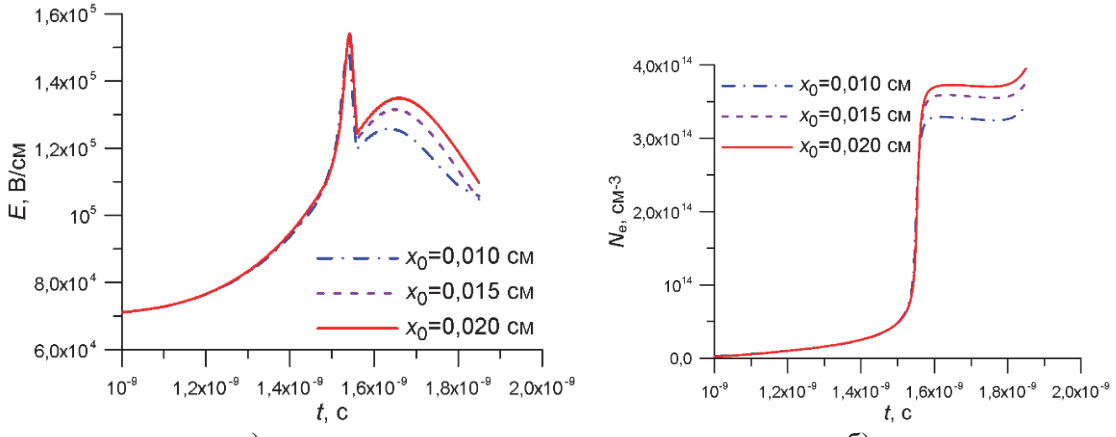
рис. 2.*а*). Рассматривался период развития катодонаправленного стримера в РП (здесь t=1,6...1,8 нс, рис. 2.*б*). В результате для x_0=0,010, 0,015 и 0,020 см были найдены наибольшие значения $E_{max}(t)$ и $N_{emax}(t)$, приведённые в табл. 1.

Из табл. 1, видно, что чем ближе друг к другу развиваются стримеры, тем слабее ЭП в их головках и ниже концентрация электронов в них. Однако этот эффект не слишком силён, когда они распространяются на расстояниях, сопоставимых с диаметром их головок. Например, в результате увеличения 2x0 в 2 раза с 0,020 до 0,040 см максимальная напряжённость в головках увеличивается на 17,12%, а концентрация электронов – на 17,36%.



а) б) в)

Рисунок 2 – Распределения $N_e(x,z)$ в координатной плоскости xOz РП при x_0=0,02 см: *а* – t=1,5 нс, *б* – t=1,7 нс, *в* – t=1,9 нс



а) б)

Рисунок 3 – Расчётные зависимости $E_{max}(t)$ (*а*) и $N_{emax}(t)$ (*б*) для x_0=0,010, 0,015 и 0,020 см

Таблица 1 – Наибольшие расчётные значения E_{max} и N_{emax} в стримерных головках

x_0, см	**0,010**	**0,015**	**0,020**
E_{max}, 10^3 В/см	115,4	131,6	135,1
N_{emax}, 10^{14} см$^{-3}$	3,289	3,645	3,860

Это в основном согласуется с тезисом о том, взаимодействие двух стримеров не меняет радикально их параметры [10].

В рассмотренном примере не происходит слияние стримерных головок на рассмотренном этапе их развития. Скорее происходит их отклонение друг от друга в результате электростатического отталкивания (рис. 2.*в*).

Заключение

В литературе есть указания на возможность слияния положительных стримерных головок из-за перекрёстной фотоионизации газа их излучением. Меньше внимания уделено анализу параметров стримеров в их коллективе. Авторы провели вычислительные эксперименты по изучению параметров двух параллельных стримеров. Выяснилось следующее.

1) Чем ближе друг к другу развиваются стримеры, тем слабее ЭП в их головках и ниже концентрация электронов в них.

2) Этот эффект не слишком силён, когда они распространяются на расстояниях, сопоставимых с диаметром их головок.

3) Увеличение начального расстояния между стримерами в 2 раза с 0,020 до 0,040 см приводит к уменьшению максимальной напряжённости в их головках и концентрации электронов не более чем на 20%.

Список литературы

1. Электрофизические основы техники высоких напряжений: учеб. / И.М. Бортник и др.; под ред. И.П. Верещагина. – 3-е изд., перераб. и доп. – М: Издательство МЭИ, 2018.

2. Study on flexible surface dielectric barrier discharge plasma film for in situ inactivation of bacteria and viruses / M. Fang, L. Zhang, J. Sun, X. Wang, J. Tie, Q. Zhou, L. Zhang, H. Luo // Appl. Phys. Lett. 2022. Vol. 121. 074101.

3. Characterizing streamer branching in N_2–O_2 mixtures by 2D peak-finding / Yu. Li, S. Dijcks, G. Sun, J. Wen, Ya. Xu, G. Zhang, U. Ebert, S. Nijdam // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. Vol. 29. 03LT02.

4. Streamers in air splitting into three branches / L.C.J. Heijmans, S. Nijdam, E.M. van Veldhuizen, U.Ebert // A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics. 2018. Vol. 108. 25002.

5. Naidis G.B. On streamer interaction in a pulsed positive corona discharge // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. P. 779-783.

6. Reconnection and merging of positive streamers in air / S. Nijdam, C.G.C. Geurts, E.M. van Veldhuizen, U. Ebert // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. Vol. 42. 045201.

7. Luque A., Ebert U., Hundsdorfer W. Interaction of streamer discharges in air and other oxygen–nitrogen mixtures // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. 075005.

8. Derivation of a merging condition for two interacting streamers in air / Z. Bonaventura, M. Duarte, A. Bourdon, M. Massot // Plasma Sources Sci. Technol. 2012. Vol. 21. 052001.

9. Zhu Y., Zhang X., He J. Predicting streamer discharge front splitting by ionization seed profiling // Phys. Plasmas. 2019. Vol. 26. 023513.

10. Shi F., Liu N., Dwyer J.R. Three-Dimensional Modeling of Two Interacting Streamers // Journal of Geophysical Research Atmospheres. 2017. Vol. 122. № 10. P. 169–176.

11. Влияние фотоионизации на распространение катодонаправленных стримеров в воздухе / И.П. Верещагин, А.А. Белогловский, М.А. Колобайцев, Г.З. Мирзабекян // Вестник МЭИ. 2012. № 2. С. 67-72.

12. Белогловский А.А., Верещагин И.П. Трёхмерное математическое моделирование стримерного разряда в воздухе с учётом ветвления: экономичный расчёт электрического поля // Электричество. 2011. № 11. С. 17-24.

THEORETICAL STUDY IN COMPUTATIONAL EXPERIMENTS OF SIMULTANEOUS PROPAGATION OF CATHODE DIRECTED STREAMERS IN AIR

A.A. Beloglovsky, A.V. Galimova
National Research University «MPEI», Moscow, Russia
E-mail: BeloglovskyAA@mpei.ru

The results of computational experiments to study the parameters of two interacting streamers are presented. It is shown that the closer the streamers develop to each other, the weaker the field of their heads and the lower the concentration of electrons in them. This is not too pronounced at distances comparable to the diameter of their heads.
Key words: streamer discharge in the air, parallel development of streamers, streamer parameters.

УДК 537.31

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ НЕСТАНДАРТНОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ЛАПЛАСА В ДВУМЕРНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ЭЛЕМЕНТЕ

В.С. Шевцов, П.А. Поляков
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

В работе представлено решение нестандартной краевой задачи для уравнения Лапласа со смешанными граничными условиями Дирихле – Неймана в двумерном элементе с периодически чередующимися средами с различными проводимостями. Найдено распределение линий тока и эквипотенциалей для различных соотношений проводимостей сред в структуре “barber-pole”, используемой в анизотропных магниторезистивных датчиках магнитного поля.
Ключевые слова: спинтроника, тонкие пленки, уравнение Лапласа

Введение

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

Для датчиков типа “barber-pole” решающее значение имеет оптимальное соотношение ширины низкорезистивных шунтов, расположенных поверх магниторезистивной полосы, и расстояния между ними. Высокороводящие шунты не только уменьшают общее сопротивление, они также уменьшают активную часть поверхности, где изменения сопротивления влияют на сигнал датчика [6]. Ввиду того, что магниторезистивная полоска не может быть слишком широкой, чтобы образец не разбивался на домены [7], ширина шунтов должны быть еще на порядок меньше для достижения более однородного протекания тока.

В известных статьях при теоретическом расчете характеристик датчиков со структурой “barber-pole” зачастую не учитываются особенности неоднородного протекания тока и считается, что ток течет под прямым углом к границе шунтов [8, 9]. Целью же данной работы является определение реального распределения плотности тока в таком элементе в зависимости от соотношения удельных сопротивлений материалов.

Структура “barber-pole”

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

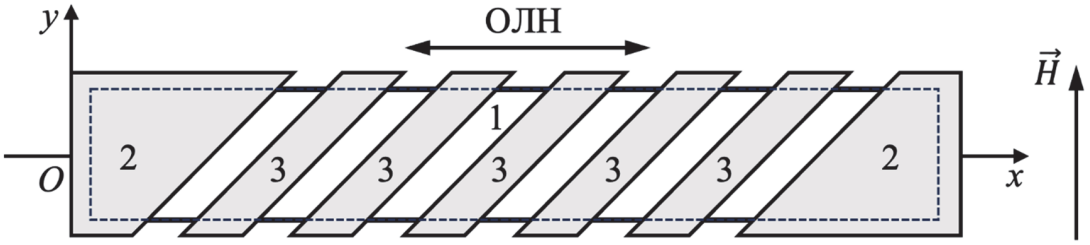


Рисунок 1 – Эскиз магниторезистивного датчика со структурой “barber-pole”

При приложении разности потенциалов между электродами «2» в элементе начинает течь ток, при этом распределение плотности тока $\vec{j}$ и электрического потенциала φ зависит от геометрических параметров элемента и проводимостей материалов. Наличие магнитного поля $\vec{H}$ вдоль оси y на рис. 1 приводит к изменению распределения намагниченности $\vec{M}$ в магниторезистивной пленке [10] и, как следствие, к изменению сопротивления ΔR по известной формуле:

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

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

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

Задача о распределении тока в структуре “barber-pole”

Ввиду малой толщины магниторезистивной полоски, электродов и шунтов по сравнению с размерами элемента в плоскости Oxy на рис. 1, будем считать распределение электрического потенциала двумерным. Разобьем весь элемент Ω на области Ω_1, Ω_2, …, Ω_{n+1} с однородной проводимостью (рис. 2).

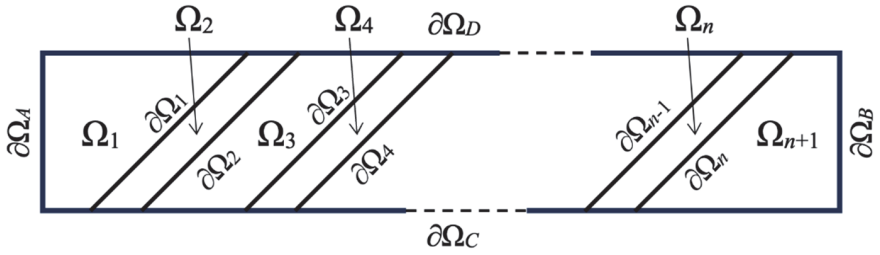


Рисунок 2 – Иллюстрация разбиения элемента Ω на области Ω_1, Ω_2, …, Ω_{n+1} с однородной проводимостью.

Для нахождения распределения электрического потенциала в элементе необходимо для каждой такой области Ω_1, …, Ω_{n+1} решить уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ с граничными условиями Дирихле – Неймана. Они соответствуют постоянному потенциалу на левой $\partial\Omega_A$ и правой $\partial\Omega_B$ границах элемента, а также отсутствию тока через нижнюю $\partial\Omega_C$ и верхнюю $\partial\Omega_D$ границы. С учетом

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\operatorname{grad}\varphi, \\ \vec{j} &= \sigma\vec{E}, \end{aligned} \tag{2}$$

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

$$\begin{aligned} \varphi|_{(x,y)\in\partial\Omega_A} &= \varphi_A, \\ \varphi|_{(x,y)\in\partial\Omega_B} &= \varphi_B, \\ \left.\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}}\right|_{(x,y)\in\partial\Omega_C,\partial\Omega_D} &= 0, \end{aligned} \tag{3}$$

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

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

$$\begin{aligned} \sigma_2\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_1} &= -\sigma_1\left.\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_2}\right|_{(x,y)\in\partial\Omega_1,\partial\Omega_3,\ldots}, \\ \sigma_1\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_2} &= -\sigma_2\left.\frac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_3}\right|_{(x,y)\in\partial\Omega_2,\partial\Omega_4,\ldots}. \end{aligned} \tag{4}$$

где $\vec{n}_1$, …, $\vec{n}_{n+1}$ – внешние единичные нормали к границам областей Ω_1, …, Ω_{n+1}. Таким образом, требуется решить уравнение Лапласа $\Delta\varphi = 0$ с набором граничных условий (3-4).

Периодические граничные условия для уравнения Лапласа

Как было сказано выше, шунты не являются идеальными, поэтому в общем случае распределение потенциала в элементе “barber-pole” будет зависеть от проводимости материала шунтов, а также от их размера. Выделим в элементе секцию, состоящую из расположенных рядом областей Ω_2 и Ω_3 (рис. 2). Так как при производстве элементов “barber-pole” зачастую используют большое количество шунтов (от 10 и выше), можно пренебречь краевыми эффектами и считать, что

распределение потенциала периодично. То есть плотность тока в соответствующих точках повторяющихся периодически секций будет одинакова. Данное условие позволяет сформулировать периодические граничные условия для потенциала на границах $\partial\Omega_1$ и $\partial\Omega_3$ на рис. 3.

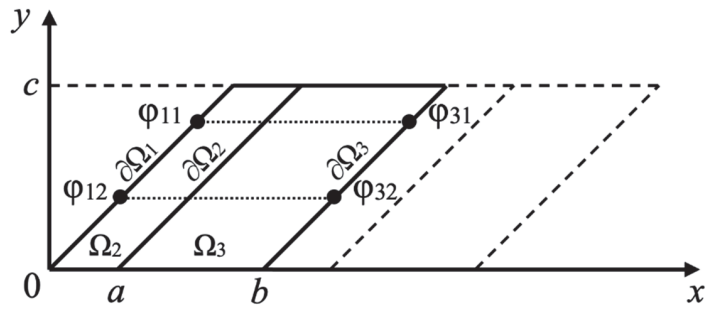


Рисунок 3 – Периодическая структура секций в элементе “barber-pole”

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

$$\varphi_{11} - \varphi_{12} = \varphi_{31} - \varphi_{32}. \quad (5)$$

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

$$\varphi_{11} - \varphi_{31} = \varphi_{12} - \varphi_{32} = \varphi_0. \quad (6)$$

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

$$\begin{cases} \Delta\varphi = 0|_{(x,y)\in\Omega_2,\Omega_3} \\ \varphi_1(x_1, y_0)|_{(x,y)\in\partial\Omega_1} - \varphi_3(x_3, y_0)|_{(x,y)\in\partial\Omega_3} = \varphi_0, \\ \left.\dfrac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}}\right|_{(x,y)\in\partial\Omega_C,\partial\Omega_D} = 0, \\ \sigma_1 \dfrac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_2} = -\sigma_2 \left.\dfrac{\partial\varphi}{\partial\vec{n}_3}\right|_{(x,y)\in\partial\Omega_2}. \end{cases} \quad (7)$$

Решение задачи (7) было получено с помощью метода конечных разностей. Введем параметр $\alpha = \sigma_2 / \sigma_1$. Ниже на рис. 4 показаны решения в виде распределения эквипотенциалей (черные линии) и линий тока (красные линии) для параметров $a = 40$, $b = 110$ и $c = 100$ (рис. 3) при различных значениях α.

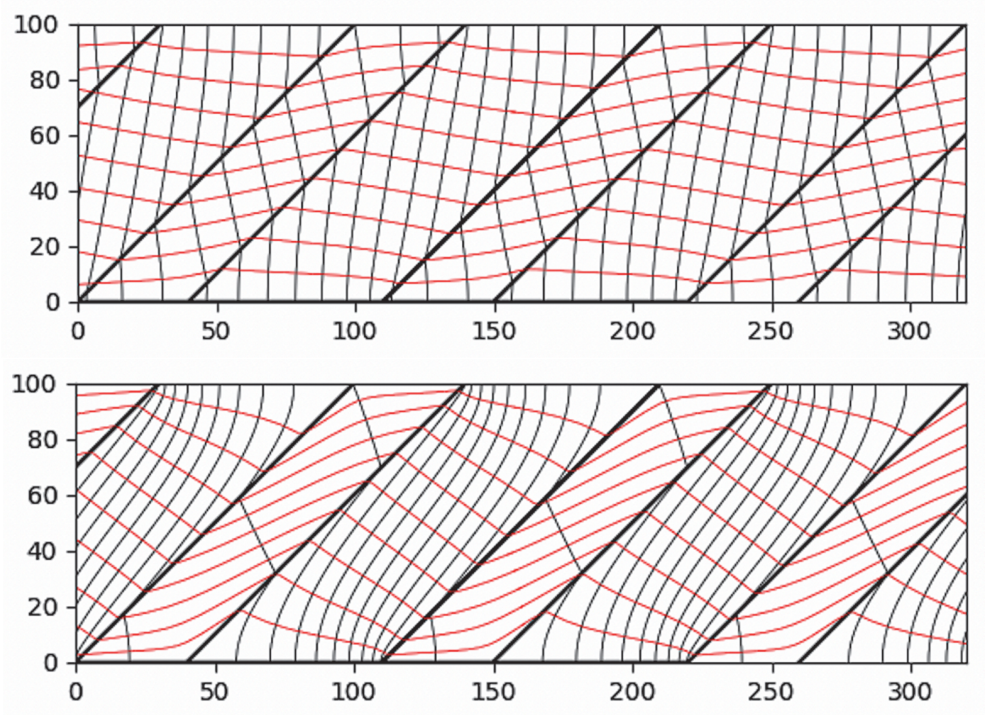


Рисунок 4 – Распределение линий тока (красные) и эквипотенциалей (черные) в элементе “barber-pole” при α = 2 (а) и α = 20 (б)

Заключение

Показанные в работе результаты демонстрируют тот факт, что распределение тока в определенных конфигурациях элемента barber-pole нельзя считать однородным. Оно зависит не только от геометрических параметров элемента, но и от проводимостей материалов, из которых изготовлен магниторезистивный датчик. Таким образом данная работа может быть важна для увеличения эффективного диапазона работы датчика и/или для эффективной его оценки.

Список литературы

1. Hirohata A., Yamada K., Nakatani Y. et al. Review on spintronics: Principles and device applications // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. Vol. 509. Art. No. 166711.
2. Ennen I., Kappe D., Rempel T. et al. Giant Magnetoresistance: Basic Concepts, Microstructure, Magnetic Interactions and Applications // Sensors. 2016. Vol. 16. No. 6. Art. No. 904.
3. McGuire T., Potter R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys // IEEE Transactions on Magnetics. 1975. Vol. MAG-11. No. 4. P. 1018-1038.
4. Manago T., Kanazawa K., Kera T. Magneto-resistance of NiFe nanowire with zigzag shape // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2009. Vol. 321. P. 2327-2330.
5. Wang C., Su W., Hu Z. et al. Highly Sensitive Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect // IEEE Transactions on Magnetics. 2018. Vol. 54. Iss. 11. Art. No. 2301103.
6. Su W., Wang Z., Wen T. et al. Linear Anisotropic Magnetoresistive Sensor Without Barber-Pole Electrodes // IEEE Electron Device Letters. Vol. 40. No. 6. P. 969-972.
7. Шевцов В.С., Каминская Т.П., Поляков П.А. и др. Доменная структура в тонких пленках FeNiCo с плоскостной анизотропией // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 11. С. 1564-1567. Shevtsov V.S., Kaminskaya T.P., Polyakov P.A. et al. Domain Structure in Thin FeNiCo Films with In-Plane Anisotropy // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2021. V. 85. No. 11. P. 1226-1229.

8. Wang Z., Wang X., Li M. et al. Highly Sensitive Flexible Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect // Advanced Materials. 2016. Vol. 28. P. 9370-9377.
9. Sreevidya P.V., Khan J., Barshilia H.C. et al. Development of two axes magnetometer for navigation applications // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2018. Vol. 448. P. 298-302.
10. Шевцов В.С., Поляков О.П., Амеличев В.В. и др. Особенности магниторезистивного сопротивления длинной нанополоски FeNiCo // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2019. № 5. С. 40-44. Shevtsov V.S., Polyakov O.P., Amelichev V.V. et al. Magnetoresistive Features of a Long FeNiCo Nanostrip // Moscow University Physics Bulletin. 2019. Vol. 74. No. 5. P. 459-463.

NUMERICAL SOLUTION OF A NON-STANDARD BOUNDARY VALUE PROBLEM FOR THE LAPLACE'S EQUATION IN A TWO-DIMENSIONAL PERIODIC ELEMENT

V.S. Shevtsov[1], P.A. Polyakov[1]
[1]Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
E-mail: vs.shevtcov@physics.msu.ru

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

УДК 537.61

НОВЫЙ МЕТОД УМЕНЬШЕНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ МАГНИТНЫМИ СЛОЯМИ В СПИН-ТУННЕЛЬНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

Д.В. Васильев[1], В.В. Амеличев[1], С.И. Касаткин[2], Д.В. Костюк[1], О.П. Поляков[3], П.А. Поляков[3]

[1]Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

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

[3]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук, Москва, Россия

E-mail: 29diman05@mail.ru

В работе предложен метод значительного уменьшения влияния магнитостатического поля фиксированного слоя на свободный слой спин-туннельного элемента без создания дополнительных компенсационных слоев синтетического антиферромагнетика. В основе метода лежит увеличение размера свободного слоя по сравнению с фиксированным слоем. Теоретически показано, что при увеличении радиуса свободного слоя в три раза влияние магнитостатического поля уменьшается на порядок.

Ключевые слова: магнитостатическое поле, спин-туннельный элемент, синтетический антиферромагнетик, свободный слой, фиксированный слой.

Введение

Спин-туннельный элемент (СТЭ) лежит в основе таких изделий микромагнитоэлектроники, как линейные и пороговые преобразователи магнитного поля, преобразователи электрического тока, ячейки магниторезистивной энергонезависимой памяти, преобразователи угла поворота, логические элементы и другие магнитополупроводниковые изделия. На основе таких изделий в мире разрабатываются и серийно выпускаются магнитометрические системы, микросхемы памяти, устройства магнитной интроскопии, системы и комплексы для контроля, измерения и мониторинга малых магнитных полей (менее 1 нТл) для применения, в том числе, в условиях космического пространства и условиях с агрессивным климатом [1-3].

СТЭ состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных тонким барьерным слоем, при этом ток в СТЭ протекает перпендикулярно плоскости пленок, электроны туннелируют из одного ферромагнетика в другой сквозь барьерный слой. Намагниченность одного из ферромагнитных слоев может быть изменена при сравнительно малых полях, данный слой называют «свободным». Направление намагниченности другой ферромагнитной пленки фиксировано антиферромагнетиком, данный слой имеет название «фиксированный» или «опорный».

В устройствах спинтроники СТЭ представляет собой гетероструктуры из нескольких магнитных и немагнитных слоев, которые в зависимости от типа

устройства имеют разное функциональное значение, способствующее улучшению магнитных характеристик элемента. В качестве таких дополнительных слоев часто используется структура, называемая синтетическим антиферромагнетиком (САФ), состоящая из двух ферромагнитных слоев, намагниченности которых ориентированы в противоположных направлениях посредством косвенного обменного взаимодействия через очень тонкий слой немагнитного материала, например, рутения [4, 5]. Благодаря САФ уменьшается влияние магнитостатического поля фиксированного слоя на свободный слой, снижая до минимума сдвиг петли перемагничивания свободного слоя в области малых магнитных полей, что приводит к улучшению рабочих характеристик устройств спинтроники, например, магниторезистивных элементов памяти или преобразователей магнитного поля на основе спин-туннельных магниторезистивных наноструктур.

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

Теоретическая модель

Рассмотрим два слоя в виде сильно сжатых вдоль оси Z эллипсоидов вращения, как показано на рис. 1. Обозначим полуоси этих эллипсоидов вдоль главных осей X_1, Y_1, Z_1 и X_2, Y_2, Z_2, проведенных из центров эллипсоидов, соответственно через a_1, b_1, c_1 и a_2, b_2, c_2. Индексом 1 и 2 нумеруют параметры фиксированного и свободного слоев. В рассматриваемом случае эллипсоидов вращения $a_1 = b_1$ и $a_2 = b_2$. Для расчета силы магнитостатического взаимодействия воспользуемся методом скалярного потенциала, создаваемым эффективными поверхностными магнитными зарядами, плотность которых определяется нормальной составляющей к поверхности эллипсоида вектора намагниченности $\sigma_1 = M_{1n}$ [6].

Потенциал, создаваемый эффективными магнитными зарядами первого эллипсоида вне его объема, будет определяться выражением [7]

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

Здесь

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

x_1, y_1, z_1 и M_{1x}, M_{1y}, M_{1z} – компоненты радиус-вектора $\vec{r}_1$ и вектора намагниченности $\vec{M}_1$ (рис. 1), ξ_1 – эллипсоидальная координата, определяемая уравнением [8],

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

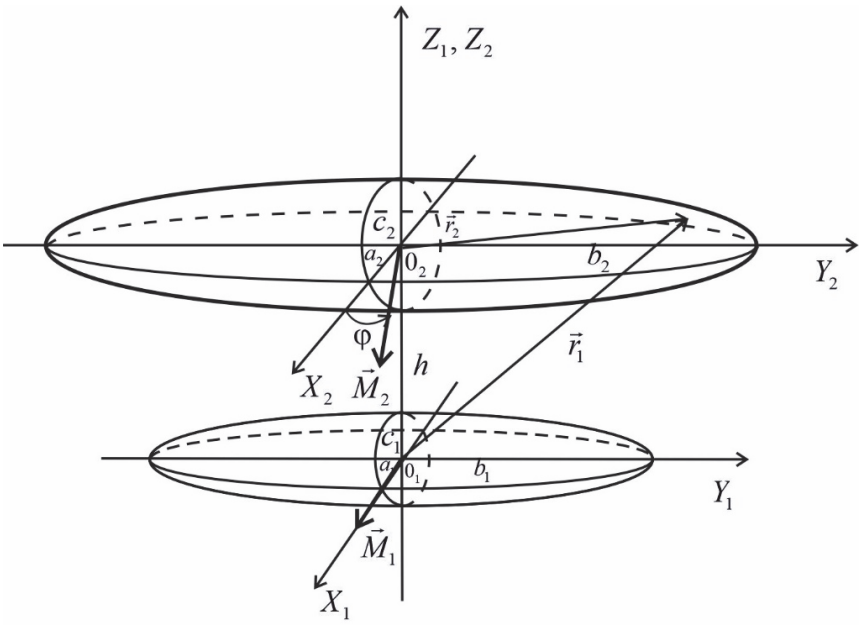


Рисунок 1 – Конфигурация и ориентация в пространстве фиксированного (индекс 1) и свободного (индекс 2) слоев.

В случае эллипсоида вращения решение этого уравнения будет иметь вид:

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

где $\rho_1^2=x_1^2+y_1^2$.

Расстояние между центрами эллипсоидов на рис. 1 равно

$$l=c_1+c_2+h, \tag{5}$$

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

$$z_1=z_2+l,\ x_1=x_2,\ y_1=y_2, \tag{6}$$

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

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

где $\rho_2^2=x_2^2+y_2^2$.

Эффективный заряд $\mathrm{d}q_2$, находящийся на элементе поверхности второго эллипсоида $\mathrm{d}S_2$, равен $\mathrm{d}q_2 = M_{2n}\,\mathrm{d}S_2$. В точке, определяемой радиус-вектором $\vec{r}_2$, его значение определяется выражением [8]

$$\mathrm{d}q_2 = \left(\frac{x_2 M_{2x}}{a_2^{\,2}} + \frac{y_2 M_{2y}}{b_2^{\,2}} + \frac{z_2 M_{2z}}{c_2^{\,2}} \right) \frac{c_2^{\,2}}{z_2}\,\mathrm{d}x_2 \mathrm{d}y_2 , \tag{8}$$

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

Магнитостатическая энергия взаимодействия эллипсоидов равна

$$W_m = \int_{S_2} \varphi(\xi_1)\mathrm{d}q_2 , \tag{9}$$

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

$$W_m = \int_{S_2} 4\pi \frac{a_1 b_1 c_1}{2} I(\xi_1) \cdot x_1 M_1 \mathrm{d}q_2 , \tag{10}$$

где

$$I(\xi_1) = \int_{\xi_1}^{\infty} \frac{\mathrm{d}t}{\left(a_1^{\,2} + t\right) R_1(t)} . \tag{11}$$

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

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

Для расчета поверхностного интеграла (10) удобно перейти к обобщенным сферическим координатам [8]

$$x_2 = a_2 \sin(\upsilon_2)\cos(\alpha_2), \qquad y_2 = b_2 \sin(\upsilon_2)\sin(\alpha_2), \qquad z_2 = c_2 \sin(\upsilon_2) . \tag{13}$$

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

$$w_m = \frac{W_m}{V_2 M_1 M_2} = 3\pi \int_0^{\pi} \frac{a_1^{\,2} c_1}{2} I(\xi_1) \sin^3(\vartheta_2)\mathrm{d}\upsilon_2 \cdot \cos(\varphi) . \tag{14}$$

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

Приведем конкретные расчеты для типичных параметров СТЭ [9]

$$a_1 = a_2 = 10 \text{ мкм}, \; c_1 = 1{,}5 \text{ нм}, \; c_2 = 2{,}5 \text{ нм}, \; h = 3{,}5 \text{ нм}. \tag{15}$$

Тогда для энергии взаимодействия найдем

$$w_m = 0{,}001472. \tag{16}$$

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

$$w_m = 0{,}000374 \text{ и } w_m = 0{,}000092. \quad (17)$$

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

Заключение

Полученные результаты моделирования показывают, что при уменьшении топологических размеров фиксированного слоя относительно свободного слоя значительно снижается влияние размагничивающего поля данного слоя на свободный слой. Таким образом, проблема влияния магнитостатического взаимодействия на свободный слой может быть решена с помощью изменения размеров слоев без усложнения состава спин-туннельной магниторезистивной наноструктуры. Рассматриваемая особенность может успешно применяться при проектировании устройств спинтроники, где проблема воздействия фиксированного слоя СТЭ на свободный слой является актуальной и определяет их работоспособность.

Литература

1. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336-1348.
2. Kim S. N., Choi J. W., Lim S. H. Tailoring of magnetic properties of giant magnetoresistance spin valves via insertion of ultrathin non-magnetic spacers between pinned and pinning layers // Scientific Reports. 2019.№ 9. P. 1617.
3. Freitas P. P., Ferreira R., Cardoso S. Spintronic Sensors // Proceedings of the IEEE. 2016. V. 104. № 10. P. 1894-1918.
4. Inomata K., Nozaki T., Tezuka N., Sugimoto S. Magnetic switching field and giant magnetoresistance effect of multilayers with synthetic antiferromagnet free layers // Applied Physics Letters. 2002. V. 81. № 2. P. 310-312.
5. Franco F., Silva M., Cardoso S., Freitas P. P. Optimization of asymmetric reference structures through non-evenly layered synthetic antiferromagnet for full bridge magnetic sensors based on CoFeB/MgO/CoFeB // Applied Physics Letters. 2021. V. 118. P. 072401.
6. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны / Наука, М. 1967. Гл. 1, § 2. 368 с.
7. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма / М.– Л.: ГИТТЛ. 1948. Гл. 3, пп. 3.27. 539 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред / Наука, М. 1982. Гл. 1, § 4. 620 с.
9. Амеличев В. В., Васильев Д. В., Костюк Д. В., Казаков Ю. В., Касаткин С. И., Поляков О. П., Поляков П. А., Шевцов В. С. Исследование процесса перемагничивания спин-туннельного перехода с использованием модели когерентного вращения намагниченности свободного слоя // Микроэлектроника. 2021. Т. 50. № 6. С. 461-466.

THE NEW METHOD FOR REDUCING THE MAGNETOSTATIC COUPLING BETWEEN MAGNETIC LAYERS IN THE SPIN TUNNEL ELEMENTS

D.V. Vasilyev[1], V.V.Amelichev[1], S.I. Kasatkin[2], D.V. Kostyuk[1], O.P. Polyakov[3], P.A. Polyakov[3]

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

[2]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

[3]V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

E-mail: 29diman05@mail.ru

The paper proposes a method for significantly reducing the influence of the magnetostatic field of the fixed layer on the free layer of a spin-tunnel element without creating additional compensation layers of the synthetic antiferromagnet. The method is based on increasing the size of the free layer compared to the fixed layer. Theoretically, it is shown that with a threefold increase in the radius of the free layer, the influence of the magnetostatic field decreases by an order of magnitude.

Keywords: magnetostatic field, spin-tunnel element, synthetic antiferromagnet, free layer, fixed layer.

УДК 537.61

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ОДНОРОДНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКИ С СИНУСОИДАЛЬНЫМ РЕЛЬЕФОМ ПОВЕРХНОСТИ

М.А. Пятаков, М.Л. Акимов, П.А. Поляков
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет
имени М.В.Ломоносова», Москва, Россия
E-mail[1]*: f33261033444444@yandex.ru*

Предложен способ генерации однородно намагниченным пленочным микромагнитном достаточно сильного магнитного поля посредством создания на его поверхности пространственного рельефа. Найдено аналитическое решение магнитостатической задачи для синусоидального рельефа.
Ключевые слова: постоянные пленочные магниты, магнитостатика, магнитное поле.

Введение

Использование магнитных полей пленочных постоянных микромагнитов для воздействия на распределение векторов намагниченности в различных устройствах магнитной микроэлектроники, спинтроники, в чипах магнитных биосенсоров, в микроэлектродвигателях и генераторах представляется выгодным по сравнению с токовыми источниками магнитного поля [1]–[8]. Однако магнитное поле однородно намагниченного пленочного магнита является очень слабым из-за компенсации его размагничивающим полем, что существенно затрудняет использование их в микроэлектронике. Одним из способов преодоления этой проблемы является использование пленочных постоянных магнитов с неоднородным распределением намагниченности, например, так называемая сборка Халбаха [9], что технологически является сложной задачей на микро- и наномасштабах. Другим подходом является использование решеточных пленочных магнитов, которые способны создавать достаточно сильные неоднородные магнитные поля при определенных параметрах решеток [10], [11] и являются более технологичными в изготовлении на микро- и наномасштабах. В данной работе предлагается еще один технологичный способ генерации однородно намагниченным пленочным магнитом достаточно большого магнитного поля вне пленки посредством создания на его поверхности пространственного рельефа.

1. Постановка задачи

Рассмотрим однородно намагниченную по оси OY пластину, или пленку, расположенную в плоскости XOZ и изображенную на рис. 1.

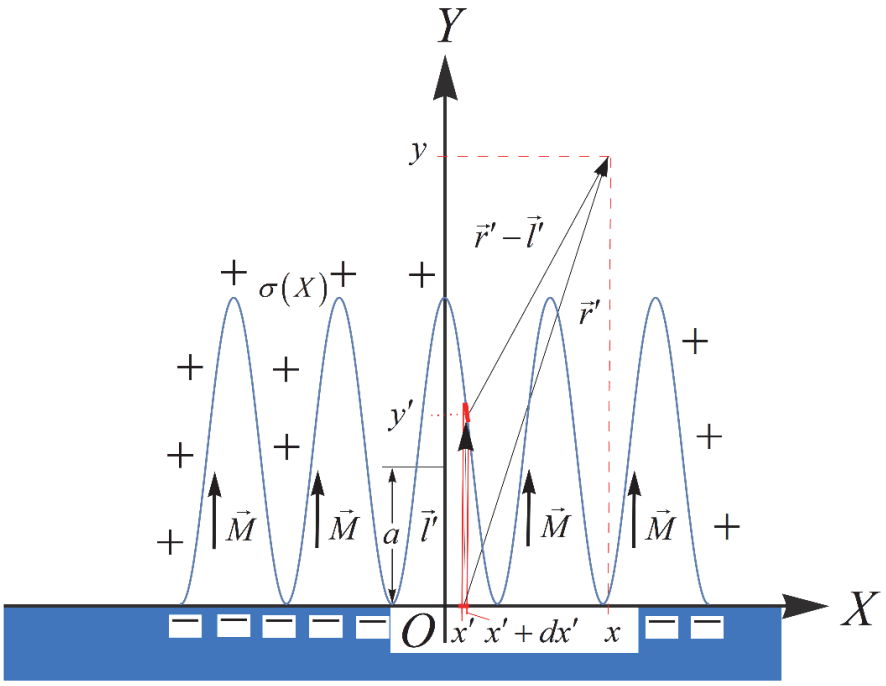


Рисунок 1 – Однородно намагниченная пленка с синусоидальным рельефом

На данном рисунке также показаны следующие величины: $\vec{M}$ – вектор намагниченности тонкой магнитной пленки, которая в данной работе рассматривается как материал бесконечно большого размера (толщина много меньше других ее линейных размеров), имеющий синусоидальный профиль, точнее говоря, если рассматривать сечение структуры в плоскости XOY, поверхность представляет собой функцию косинуса; плюсами и минусами обозначены поверхностные фиктивные магнитные заряды, чья поверхностная плотность является функцией абсциссы (на самой искривленной части имеет положительный знак, на плоской – отрицательный), то есть

$$\sigma = \sigma(X); \qquad (1)$$

a – полувысота профиля (в плоскости XOY); dx' – ширина тонкой полоски, имеющей бесконечную вдоль оси OZ (не показана на рисунке) длину, заряженной вдоль этой оси с постоянной линейной плотностью фиктивных магнитных зарядов $d\gamma$ (на самой искривленной части эта величина имеет положительный знак, на плоской – отрицательный), с размерами по оси абсцисс

$$x' \le X \le x' + dx'. \qquad (2)$$

Здесь сама величина γ – линейная плотность фиктивных магнитных зарядов, расположенных не в конкретной точке x', а по всей оси OX.

Разбиение на эти полоски осуществляется таким образом, чтобы искривленный участок можно было считать приближенно плоским. Расстояние между действительно и приближенно плоскими участками равно

$$l' = \left|\vec{l}'\right|, \qquad (3)$$

где вектор $\vec{l}'$ направлен перпендикулярно плоскости XOZ от отрицательного заряда $-dq'$ на плоском участке шириной dx', приходящегося на единицу длины

вдоль оси OZ, к положительному заряду dq' на приближенно плоском участке той же ширины, приходящемуся также на единицу длины вдоль той же оси.

Так как вектор намагниченности нашего вещества направлен по оси OZ, принимая во внимание то, что поверхностная плотность σ равняется нормальной составляющей вектора намагниченности $\vec{M}$ [12], можно записать

$$\sigma = M_n . \tag{4}$$

Тогда связь заряда dq' (на единицу длины вдоль оси OZ) с поверхностной плотностью σ и с шириной dx' очевидным образом выражается с учетом формулы (4) как

$$dq' = \sigma dx' = Mdx' . \tag{5}$$

Профиль данной пленки задается функцией косинуса, поэтому для каждой точки с абсциссой x' можно записать следующее:

$$\vec{l}' = \vec{n}_y \left(a + a\cos\left(kx'\right)\right), \tag{6}$$

где $\vec{n}_y$ – единичный вектор вдоль оси OY.

Результирующее поле, индуцируемое нашей исходной рельефной пленкой, можно представить в виде суперпозиции двух: поля, создаваемого тонкой пластиной с плоскими границами, и поля самого синусоидального рельефа. Однако первым вкладом допускается пренебречь в силу того, что поле пластины можно считать равным нулю вне этой пластины (как для бесконечного конденсатора), если принять во внимание, что сама пластина имеет достаточно большие размеры по сравнению с ее толщиной. Поэтому, говоря о вычислении магнитного поля пленки с профилем, мы имеем в виду поле, создаваемое профилированным участком.

2. Магнитное поле в дипольном приближении

На рис. 1 также показаны векторы $\vec{r}'$ и $\vec{r}' - \vec{l}'$, проведенные от точек, в которых расположены соответственно заряды $-dq'$ и dq', приходящиеся на единицу длины вдоль оси OZ. Причем из геометрии следует, что

$$\left|\vec{r}'\right| = \sqrt{\left(x - x'\right)^2 + \left(y - y'\right)^2} . \tag{7}$$

Таким образом, мы разбили плоскую и искривленную (в виде косинусоиды) поверхности на отдельные длинные нити, заряженные с постоянной линейной плотностью, равной по модулю $d\gamma$, которая в свою очередь определяется как

$$d\gamma = \sigma\left(X\right)dx' . \tag{8}$$

Для вычисления распределения поля, то есть его значения в произвольной точке с координатами $\left(x, y\right)$ (см. рис. 1), рассмотрим упрощенный случай, когда

$$\left|\vec{l}'\right| << \left|\vec{r}'\right| \Rightarrow y' << y , \tag{9}$$

что соответствует дипольному приближению, где $\vec{l}'$ – плечо элементарного двумерного диполя, расположенного в точке с абсциссой x' и имеющего дипольный момент, приходящийся на единицу длины вдоль оси OZ,

$$d\vec{p}' = d\gamma\vec{l}' . \tag{10}$$

Поле такого двумерного диполя [11] определяется как

$$d\vec{H}'(x,y)=\frac{2(d\vec{p}'\cdot\vec{r}')\vec{r}'}{r'^4}-\frac{d\vec{p}'}{r'^2}. \qquad (11)$$

Или, принимая во внимание (9) и то, что согласно (6) и (10) дипольный момент направлен по оси ординат, можем переписать (11) для нашего случая в виде

$$d\vec{H}'(x,y)=\frac{2dp'_y y\vec{r}'}{r'^4}-\frac{dp'_y\vec{n}_y}{r'^2}. \qquad (12)$$

Проецируя на оси OX и OY выражение (12), учитывая соотношения (6), (8) и (10), подставляя (7) с учетом условия для ординаты из (9), а также учитывая пределы изменения абсциссы от $-\infty$ до $+\infty$, мы получаем следующие интегралы по x' для вычисления компонент поля:

$$\begin{aligned} H_x(x,y)&=\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{2y(x-x')}{\left[(x-x')^2+y^2\right]^2}\sigma a\left(1+\cos(kx')\right)dx',\\ H_y(x,y)&=\int_{-\infty}^{+\infty}\left(\frac{2y^2}{\left[(x-x')^2+y^2\right]^2}-\frac{1}{(x-x')^2+y^2}\right)\sigma a\left(1+\cos(kx')\right)dx'. \end{aligned} \qquad (13)$$

Интегралы в (13) сводятся к табличным интегралам [13]

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\cos\left[a(b-t)\right]}{c^2+t^2}dt&=\frac{\pi}{m}e^{-km}\cos(ab),\\ \int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sin\left[a(b-t)\right]}{c^2+t^2}dt&=\frac{\pi}{m}e^{-km}\sin(ab) \end{aligned} \qquad (14)$$

путем замены переменных вида

$$x-x'=t,\ x'=x-t,\ dx'=-dt, \qquad (15)$$

где в нашем случае $a=k>0$, $c=y>0$ и $b=x$.

Приведением к таким интегралам типа (14) заменой вида (15), выполняя соответствующие математические операции (интегрирование по частям и т. д.), мы получаем соотношения для компонент поля

$$\begin{cases} H_x(x,y)=\pi\sigma ake^{-ky}\sin(kx)=\pi Make^{-ky}\sin(kx),\\ H_y(x,y)=\pi\sigma ake^{-ky}\cos(kx)=\pi Make^{-ky}\cos(kx). \end{cases} \qquad (16)$$

В заключении проанализируем полученный результат, то есть соотношения (16).

Заключение

В результате проведенных теоретических расчетов в дипольном приближении найдено аналитическое решение задачи магнитостатики о нахождении напряженности магнитного поля, порожденного однородно намагниченной магнитной пленкой с синусоидальным профилем.

Компоненты напряженности магнитного поля в плоскости пленки вдоль оси абсцисс изменяются по гармоническому закону с периодом, соответствующим периоду профиля пленки.

Модуль магнитного поля определяется соотношением

$$H(x,y)=\sqrt{H_x^2(x,y)+H_y^2(x,y)}=\left(\pi Make^{-ky}\right)^2=\pi^2M^2a^2k^2e^{-2ky}\equiv H(y), \quad (17)$$

то есть убывает экспоненциально с увеличением ординаты вне зависимости от абсциссы. Компоненты же поля по отдельности убывают экспоненциально с увеличением ординаты, однако продолжают зависеть от абсциссы. Так как зависимость от координаты x в этих компонентах поля заложена в функциях синуса и косинуса, а экспоненциальная функция положительна на всей области определения, то именно гармонические функции меняют знак компонент в зависимости от абсциссы.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список литературы

1. Jogschies L., Klaas D., Kruppe R. et al. Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications // Sensors. 2015. Vol. 15. No. 11. P. 28665–28689.

2. Huai Y. Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM): Challenges and Prospects // AAPPS Bull. 2008. Vol. 18. No. 6.

3. Касаткин С.И., Васильева Н.П., Муравьёв А.М. Биосенсоры на основе тонкопленочных магниторезистивных датчиков // Автомат. и телемех. 2010. Вып. 1. С. 174–186.

4. Yuasa S., Hono K., Hu G., Worledge D.C. Materials for spin-transfer-torque magnetoresistive random-access memory // MRS Bull. 2018. Vol. 43. P. 352–357.

5. Abrunhosa S., Merazzo K., Costa T. et al. Reading thin film permanent magnet irregular patterns using magnetoresistive sensors // Sens. Actuator A Phys. 2020. Vol. 303. Art. No. 111673.

6. Wang C., Su W., Hu Z. et al. Highly Sensitive Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect // IEEE Trans. Magn. 2018. Vol. 54. No. 11. Art. No. 2301103.

7. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // УФН. 2008. Т. 178. № 12. С. 1336–1348.

8. Matsuura Y. Recent development of Nd–Fe–B sintered magnets and their applications // J. Magn. Magn. Mater. 2006. Vol. 303. No. 2. P. 344–347.

9. Marioni M.A., Penedo M., Bacani M. et al. Halbach Effect at the Nanoscale from Chiral Spin Textures // Nano Lett. 2018. Vol. 18. No. 4. P. 2263–2267.

10. Пятаков М.А., Акимов М.Л., Поляков П.А. Взаимодействие неоднородного постоянного магнита, состоящего из решетки магнитожестких полосок, с массивной ферромагнитной средой // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 11. С. 1568–1572.

11. Пятаков М.А., Поляков П.А., Русакова Н.Е. Изучение взаимодействия ферромагнетиков и расчет меры этого взаимодействия // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 5. С. 719–722.

12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2016. 656 с.

13. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.

MAGNETIC FIELD OF A UNIFORMLY MAGNETISED FILM WITH SINUSOIDAL SURFACE RELIEF

Piatakov M.A.[1], Akimov M.L.[2], Polyakov P.A.[3]
[1,2,3]Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
E-mail[1]: f3326103344444@yandex.ru

The method of generation of a sufficiently strong magnetic field by a homogeneously magnetised film micromagnetic by creating a spatial relief on its surface is proposed. The analytical solution of the magnetostatic problem for a sinusoidal relief is found.
Key words: permanent film magnets, magnetostatics, magnetic field.

УДК 537.624

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ДВУХОСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

А.В. Матюнин[1], Г.М. Николадзе[1], П.А. Поляков[1]
[1]ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Россия, Москва
E-mail: physphak@mail.ru

Экспериментально исследован процесс квазистатического перемагничивания вращающимся магнитным полем феррит-гранатовой пленки с плоскостной анизотропией и двухосной анизотропией в ее плоскости. С помощью магнитооптической установки на эффекте Фарадея установлено наличие разрушений состояния однородного намагничивания магнитной пленки в четырех узких областях, расположенных относительно друг друга под прямыми углами. Предложена теория, согласующаяся с экспериментальными результатами.
Ключевые слова: магнитооптическая установка, магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура.

Введение

В основе физически принципов работы различных устройств спинтроники лежат механизмы перемагничивания однородно намагниченных тонких магнитных слоев. Например, в сенсорах магнитного поля на анизотропном магниторезистивном эффекте используются последовательно соединенные магнитные полоски с нано толщинами [1]-[6]. В спин-вентильных и спин-туннельных устройствах используются многослойные магнитные структуры [7]-[13]. Для стабильной работы этих устройств является важным добиться как можно более однородного перемагничивания магнитных слоев.

В данной работе проведено экспериментальное исследование механизма квазистационарного перемагничивания магнитных пленок с плоскостной анизотропией при наличии в плоскости пленки двухосной анизотропий. Установлено наличие областей, при которых происходит разрушение состояния однородного намагничивания и возникновение доменной структуры. Предложена теоретическая интерпретация этого явления.

1. Экспериментальные результаты

С помощью оригинальной магнитооптической установки, подробно описанной в работе [14], проведено исследование процесса квазистатического перемагничивания пленки феррита-граната внешним вращающимся магнитным полем (создаваемыми двумя парами катушек Гельмгольца, оси которых перпендикулярны друг другу) при наличии в плоскости пленки двухосной анизотропии. Образец пленки имел толщину 4 мкм и имел форму, близкую к квадратной со стороной порядка 1 см (рис. 1). Остальные параметры образца характерны для подобных пленок [15]: состав $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$; намагниченность насыщения M_S = 14 Гс; поле технического насыщения H_{sat} = 2 Э. Магнитная структура в пленке наблюдалась благодаря магнитооптическому эффекту Фарадея. Поляризованный свет, проходя через намагниченную область пленки, имеющую небольшой наклон (порядка 15 градусов) поворачивает свою плоскость поляризации на некоторый угол пропорциональной проекции вектора намагниченности на направление луча света.

Величина этой проекции будет зависеть от направления намагниченности в плоскости пленки. При наблюдении через поляроид пленки будет фиксироваться разная интенсивность света, прошедшего через области пленки с различной ориентацией намагниченности, то есть будет регистрироваться доменная структура пленки. При однородном намагничивании пленки наблюдается приблизительно однородная освещенность пленки. На рисунке 1 представлены типичные магнитооптические изображения магнитных доменных структур пленки при перемагничивании ее вращающимся магнитным полем. В первой строке на первом изображении (слева на право) представлена доменная структура пленки в отсутствии внешнего магнитного поля. На втором изображении пленка находится в состоянии однородного намагничивания в результате воздействия однородного магнитного поля $H_р = 4.7$ Э в плоскости пленки с вектором напряженности $\boldsymbol{H}$, направленным под углом 45º относительно горизонтальной оси.

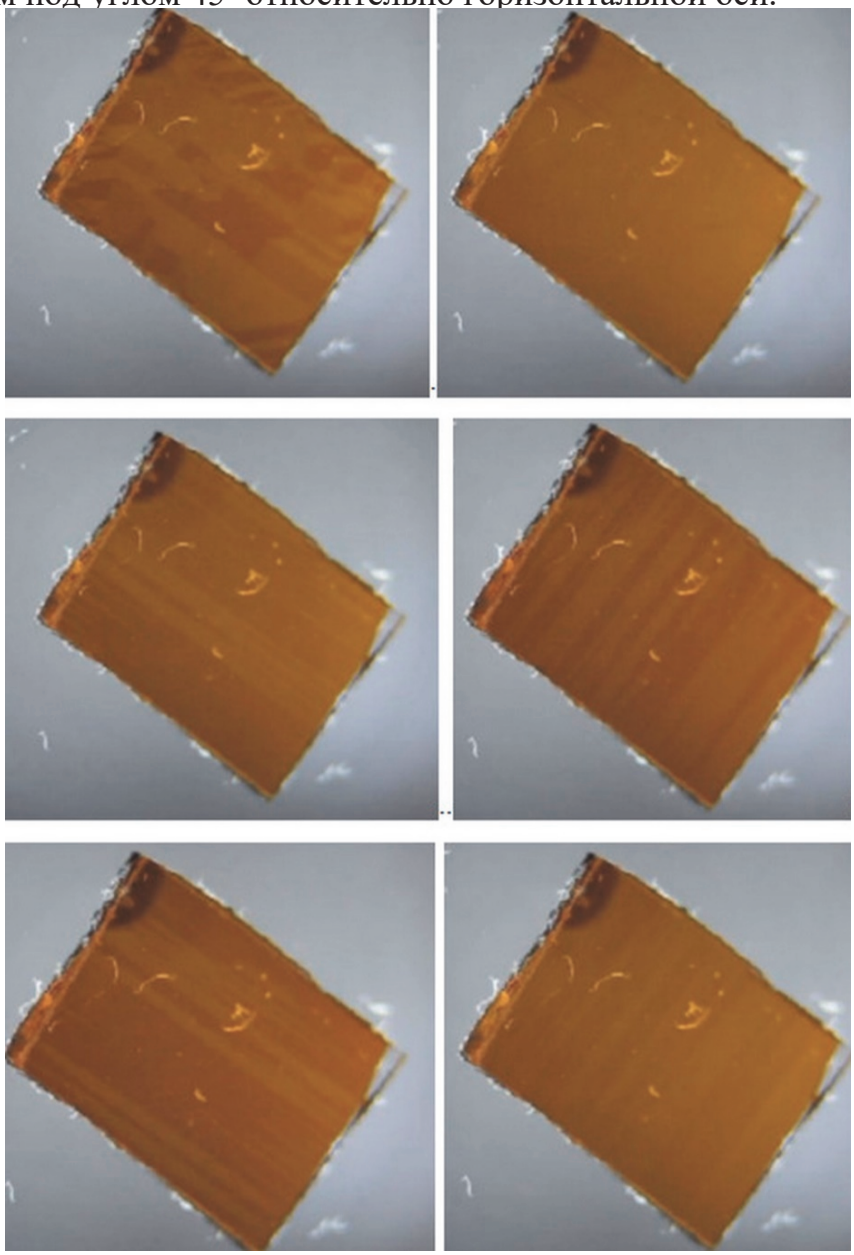


Рисунок 1. Магнитооптические изображения магнитной структуры пленки феррита-граната при различной ориентации вектора напряженности магнитного поля:
а) – доменная структура вотсутствии магнитного поля,
б), в), г), д), е) – угол поворота вектора $\boldsymbol{H}$ равен, соответственно, 45º, 57º, 147º, 234º, 326º

При повороте вектора $\boldsymbol{H}$ на угол 47º состояние однородного намагничивания разрушается и возникают полосовые магнитные домены. При дальнейшем повороте вектора $\boldsymbol{H}$ домены с энергетически более выгодной ориентацией вектора намагниченности $\boldsymbol{M}$ разрастаются и при угле 60º состояние однородного намагничивания восстанавливается. Следующие магнитные фазовые переходы от состояния однородного намагничивания к состоянию с доменной структурой происходят при повороте вектора $\boldsymbol{H}$ приблизительно на 90º, 180º и 270º. На второй и третье строке на рис. 1 изображены состояния с магнитной доменной структурой при углах, соответственно, 57º, 147º, 234º, 326º. Из рисунков видно, что ориентации полосовых доменов в этих состояниях отличаются на 90º. Угловой сектор β ориентации вектора $\boldsymbol{M}$, при котором возникает доменная структура, уменьшается с увеличением величины напряженности магнитного поля H. В результате проведенных экспериментальных исследований для первого диапазона состояний с доменной структурой была получена зависимость угла β от величины внешнего магнитного поля H, отраженная в таблице 1.

Таблица 1 – Зависимость угла β от величины внешнего магнитного поля $H_р$.

β,°	13	9	5	4	4	4	3	2
$H_р$, Э	4.7	8.6	13.2	20.5	26.7	31.5	35.2	39.9

2. Теоретическая модель

Для интерпретации полученных экспериментальных результатов будем полагать, что разрушение состояния однородного намагничивания пленки при повороте вектора внешнего магнитного поля $\boldsymbol{H}$ в плоскости пленки происходит при уменьшении проекции этого поля на ось легкого намагничивания (ОЛН) до значения поля коэрцитивности $H_с$. Величина же $H_с$ определяется минимальным значением магнитного поля вдоль ОЛН, при котором начинает двигаться доменная граница (ДГ). На основании этого можно записать следующее соотношение для условия разрушения однородного намагничивания пленки и возникновения доменной структуры:

$$\overrightarrow{|H|} \cdot |\sin\beta| = H_c \qquad (1)$$

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

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

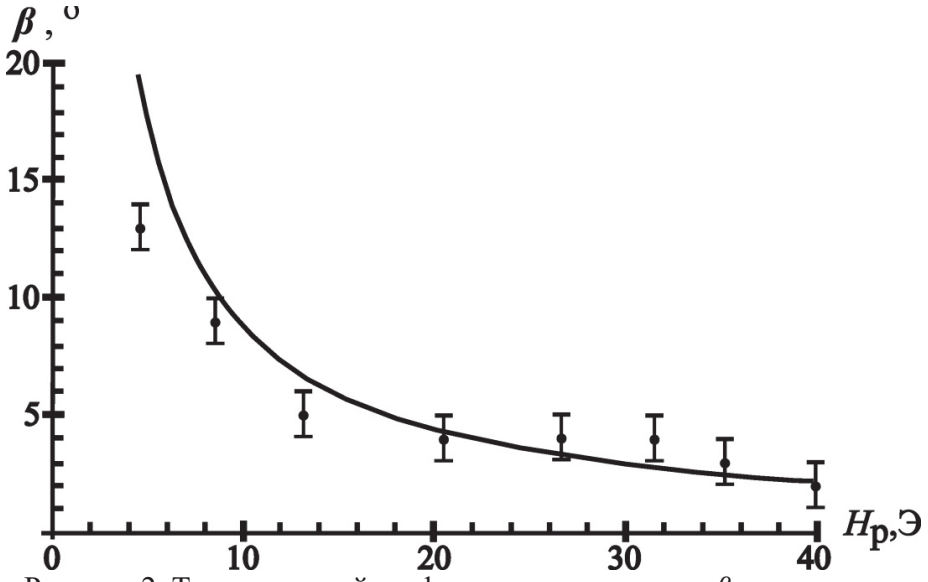


Рисунок 2. Теоретический график зависимости угла β от величины внешнего магнитного поля $H_р$ и экспериментально полученные значения с учетом погрешности измерений

Заключение

Как было отмечено во введении, во многих устройствах спинтроники используются однородно намагниченные пленочные магнитные элементы. При этом важным для нормальной работы этих устройств является то обстоятельство, чтобы под воздействием магнитного поля эти пленочные элементы перемагничивались однородно. Установленные в данной работе результаты и закономерности помогут разработчикам устройств спинтроники избежать тех нежелательных режимов перемагничивания пленочных элементов, при которых разрушается состояние с однородной намагниченностью.

Список литературы

1. E. Demirci. Magnetic and Magnetotransport Properties of Memory Sensors Based on Anisotropic Magnetoresistance. // J. Supercond. Nov. Magn. 2020. V. 33. PP. 3835-3840.

2. Chenying Wang, Wei Su, Zhongqiang Hu, Jiangtao Pu, Mengmeng Guan, Bin Peng, Lei Li, Wei Ren, Ziyao Zhou, Zhuangde Jiang and Ming Liu. Highly Sensitive Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect. // IEEE Trans. Magn. 2018. V. 54. № 11, PP. 1-3 (Art no. 2301103).

3. P.V. Sreevidya, Jakeer Khan, Harish C. Barshilia, C.M. Ananda, P. Chowdhury. Development of two axes magnetometer for navigation applications. // JMMM. 2018. V. 448. PP. 298-302.

4. Chong-Jun Zhao, Min Li, Jian-Wei Li, Lei Ding, Jiao Teng, Guang-Hua Yu. Noise reduction by magnetostatic coupling in geomagnetic-field sensors. // JMMM. 2014. V. 368. PP. 328-332.

5. Lisa Jogschies, Daniel Klaas, Rahel Kruppe, Johannes Rittinger, Piriya Taptimthong, Anja Wienecke, Lutz Rissing and Marc Christopher Wurz. Recent Developments of Magnetoresistive Sensors for Industrial Applications. // Sensors. 2015. V. 15. PP. 28665-28689.

6. В.В. Амеличев, Д.А. Жуков, С.И. Касаткин, Д.В. Костюк, О.П. Поляков, П.А. Поляков, В.С. Шевцов. Особенности расчета и исследования вольт-эрстедной характеристики анизотропного магниторезистивного датчика. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 10. С. 19-21.

7. Van Su Luong, Anh Tuan Nguyen, Quoc Khanh Hoang, Tuyet Nga Nguyen, Anh Tue Nguyen, Tuan Anh Nguyen, Van Cuong Giap. Magnetoresistive performances in exchange-biased spin valves and their roles in low-field magnetic sensing applications. // J. SCI-ADV. MATER. DEV. 2018. V. 3. № 4. PP. 399-405.

8. V.P.C. Limeira, L.C.C.M Nagamine, J. Geshev, D.R Cornejo and F.J. Garanhani. Misaligned anisotropies in spin-valve films studied through magnetoresistance and magnetization measurements. // J. Phys.: Condens. Matter. 2019. V. 31. № 26. PP. 1-12 (Art no. 265802).

9. Sadhana Singh, Pawan Kumar, Ajay Gupta, Dileep Kumar. In-situ study of exchange-bias in interlayer coupled Co/CoO/Co trilayer structure. // JMMM. 2020. V. 513. PP. 1-7 (Art no. 167186).

10. Si Nyeon Kim, Jun Woo Choi and Sang Ho Lim. Tailoring of magnetic properties of giant magnetoresistance spin valves via insertion of ultrathin non-magnetic spacers between pinned and pinning layers. // Scientific Reports. 2019. V. 9. PP. 1-9 (Art no. 1617).

11. Sabpreet Bhatti, Rachid Sbiaa, Atsufumi Hirohata, Hideo Ohno, Shunsuke Fukami, S.N. Piramanayagam. Mater. Spintronics based random access memory: a review. // Today. 2017. V. 20. № 9. PP. 530-548.

12. В.В. Амеличев, Д.В. Васильев, П.А. Поляков, Д.В. Костюк, П.А. Беляков, С.И. Касаткин, О.П. Поляков, Ю.В. Казаков. Влияние формы спин-туннельного элемента на зависимость его магнитосопротивления. // ФММ. 2023. Т. 124. № 5.С. 1-6.

13. Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Р.С. Заворницын, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов. Высокочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием. // ФММ. 2019. Т. 120. № 7. PP. 710-716.

14. А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков. Особенности экспериментального исследования процессов квазистационарного намагничивания пленок ферритов–гранатов. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1239-1242.

15. О.С. Колотов, А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков. О проявлении эффекта задержанного ускорения переходного процесса при 180° импульсном перемагничивании реальных пленок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией. // ФТТ. 2017. Вып. 10. С. 1892-1896 (2017).

THE FEATURES OF REMAGNETIZATION OF FERRITE-GARNET FILMS WITH BIAXIAL ANISOTROPY

A.V. Matyunin[1], G.M. Nikoladze[1], P.A. Polyakov[1]

[1]Lomonosov MSU, Faculty of Physics, Moscow, Russia

E-mail: physphak@mail.ru

The process of quasi-static remagnetization of the ferrite-garnet film with planar anisotropy and biaxial anisotropy in the film plane by a rotating magnetic field has been experimentally investigated. Using the magneto-optical setup, based on the Faraday effect, the presence of destruction of the state of homogeneous magnetization of the magnetic film in four narrow regions located relative to each other at right angles was established. The theory agreeing with the experimental results is proposed.

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)*

УДК 678; 691.175.2; 54.021

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СВОЙСТВ КОМПОЗИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Д.В. Голубев[1], Л.В. Горобинский [2], Н.Ю. Лысов[2], А.А. Панов[2], Б.С. Кирин[2], А.Л. Панин[2], А.В. Полюдченков[2], В.И. Жунь[2]

[1] ФГБОУ ВО «НИУ«МЭИ», Москва, Россия

[2] ВЭИ – филиал ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Москва, Россия

E-mail: golubevdv@mpei.ru

В работе продемонстрирован способ расчёта диэлектрической проницаемости композитного материала с более высокой точностью, чем метод Лихтенеккера. Метод заключается в проведении итерационной (рекуррентной) последовательности вычислений с учетом границ раздела фаз композита, находящуюся под острым углом к приложенному полю. Впервые рекуррентный метод был адаптирован к композитным материалам, содержащим более 2 компонентов. Учет находящегося в порах материала воздуха как дополнительного компонента композита позволяет достигать максимальной точности прогноза.

Ключевые слова: композитные материалы, диэлектрическая проницаемость, формула Лихтенеккера, рекуррентная формула, итерационная формула, пористость

Введение

Существует несколько подходов к расчёту диэлектрической проницаемости композитных материалов (далее КМ) [1], однако моделей расчёта диэлектрической проницаемости, дающих полную сходимость с экспериментальными данными, не существует [2]. Несмотря на сложности с расчётами, точность оценки вероятного значения диэлектрической проницаемости КМ очень велика, так как это позволяет значительно ускорить разработку перспективных КМ с заданными электрофизическими характеристиками [3]. Было показано, что формула Лихтенеккера более точна чем другие формулы [4, 5]. С теоретической точки зрения, модель Лихтенеккера не обладает универсальностью и удовлетворительное совпадение расчёта с практической точки зрения скорее говорит об одном из частных случаев, но не как об общем правиле [6, 7].

Представлялось интересным определить возможность применения для расчета параметров КМ итерационных методов, которые получили широкое распространение в численных методах математики на практике [8].

Применение расчётных методов

Рассматриваемая итерационная (рекуррентная формула) проводит расчёт значения диэлектрической проницаемости КМ как случайно ориентированных анизотропных частиц для бинарной смеси - рекуррентная формула для анизотропных частиц. Важно отметить, что данная формула рассматривает три варианта комбинаций границ раздела фаз. Первая комбинация границ раздела фаз: две фазы параллельные полю и одна смешенная фаза с косой границей раздела фаз. Вторая комбинация также рассматривает три фазы: одна фаза параллельна приложенному полю, вторая перпендикулярна приложенному полю, третья с косой границей раздела фаз. Третья комбинация содержит три фазы: две

перпендикулярны слою, третья с косой границей раздела фаз. Косая граница раздела фаз – угол границы раздела фаз к приложенному полю находиться в интервале от 0 до 90 ° не включая границы.

Более подробно с методом можно ознакомиться в работе [7]. Далее в тексте этот метод будет обозначаться как Рекуррентная формула для анизотропных частиц. Известный в литературе рекуррентная формула была применена только для бинарных систем и не рассматривала системы, содержащие матрицу, и два наполнителя и более сложные системы. В данной работе рекуррентная формула была адаптирована к 3-х компонентным смесям: был реализован метод, применённый в работе [9] для сведения многокомпонентной смеси к двухкомпонентной на примере теплопроводности. Сначала рассматривается двухкомпонентная смесь, при этом концентрации двух компонентов пересчитываются так, что в сумме дают 100%. Рассчитывается диэлектрическая проницаемость этой двухкомпонентной смеси. Затем рассчитывается концентрация трёхкомпонентной смеси, где первые две компоненты рассматриваются как одна новая компонента содержанием равным сумме исходных долей компонентов один и два, и диэлектрической проницаемости, рассчитанной перед этим. Последовательное выполнение таких итераций позволит рассчитать любую многокомпонентную систему.

Хотя рекуррентные расчеты и дают большую сходимость с экспериментальными данными, но различие все равно очень велики. Поэтому было решено оценить влияние других характеристик композита, например, пористости, на значение результатов расчетов, проведенных различными методами.

Известно, что при увеличении содержания наполнителя в матрице, может происходить увеличение пористости образца. Так в работе [10] показано, что пористость в образцах увеличивается с 0,47 до 5,6 % об. при увеличении содержания наполнителя от 20 до 60 % об. соответственно. При этом воздух содержащийся в порах наполнителя может быть принят как третий компонент композита. Представлялось интересным сравнить расчетные данные с учётом и без учёта пористости.

Результаты расчётов и экспериментальные данные приведены в таблице 1, где № – номер образца, V_1 – объёмная доля матрицы, V_2 – объёмная доля первого наполнителя, V_3 – объёмная доля второго компонента (при наличии), V_4 – объёмная доля третьего наполнителя (при наличии), ε_1 – диэлектрическая проницаемость матрицы, политетрафторэтилена, ε_2 – диэлектрическая проницаемость первого наполнителя, ε_3 – диэлектрическая проницаемость второго наполнителя, ε_4 – диэлектрическая проницаемость третьего наполнителя, $\varepsilon_{экс}$ – диэлектрическая проницаемость композита, экспериментальная, $\varepsilon_Л$ – диэлектрическая проницаемость, посчитанная по формуле Лихтенеккера, $\varepsilon_Р$ – диэлектрическая проницаемость, посчитанная по формуле «Рекуррентная формула для анизотропных частиц».

Таблица 1. Экспериментальные свойства и расчётные значения для композитов на основе политетрафторэтилена

№	V_1	V_2	V_3	V_4	ε_1	ε_2	ε_3	ε_4	$\varepsilon_{экс}$	Литература	$\varepsilon_Л$	$\varepsilon_Р$
1	0,4	0,6	0,0	0,0	2,1	33,5	-	-	8,000	11	11,06	9,96
2	0,5	0,5	0,0	0,0	2,1	33,5	-	-	7,700	11	8,39	8,30
3	0,8	0,2	0,0	0,0	2,1	33,5	-	-	3,500	11	3,65	3,47
4	0,4	0,6	0,0	0,0	2,1	37,4	-	-	8,500	10	11,82	10,63
5	0,5	0,5	0,0	0,0	2,1	37,4	-	-	8,300	10	8,86	8,83
6	0,5	0,5	0,0	0,0	2,1	45,0	-	-	7,420	12	8,87	8,58
7	0,8	0,2	0,0	0,0	2,1	45,0	-	-	3,500	12	3,88	3,64
8	0,9	0,1	0,0	0,0	2,1	45,0	-	-	2,700	12	2,85	2,59
9	0,3	0,7	0,0	0,0	2,1	100,0	-	-	15,000	13	31,38	24,41
10	0,350	0,600	0,050	0,0	2,1	136,0	4,9	-	9,650	5	26,76	23,54
11	0,350	0,600	0,050	0,0	2,1	137,0	4,9	-	9,800	5	26,87	23,65
12	0,350	0,600	0,050	0,0	2,1	147,0	4,9	-	10,000	5	28,03	24,81
13	0,350	0,600	0,050	0,0	2,1	143,0	4,9	-	10,100	5	27,57	24,35
14	0,350	0,600	0,050	0,0	2,1	141,0	4,9	-	10,150	5	27,34	24,12
15	0,6	0,4	0,1	0,0	2,1	2,1	4,6	-	2,222	14	2,24	2,22
16	0,5	0,0	0,5	0,0	2,1	90,0	4,0	-	2,710	15	3,09	3,01
17	0,5	0,0	0,5	0,0	2,1	90,0	4,0	-	2,780	15	3,29	3,11
18	0,5	0,1	0,5	0,0	2,1	90,0	4,0	-	2,850	15	3,50	3,24
19	0,5	0,1	0,5	0,0	2,1	90,0	4,0	-	2,970	15	3,72	3,41
20	0,5	0,1	0,5	0,0	2,1	90,0	4,0	-	3,000	15	3,96	3,63
22	0,339	0,509	0,042	0,110	2,1	136,0	4,9	1,0	9,650	5	16,73	11,21
23	0,343	0,514	0,043	0,100	2,1	137,0	4,9	1,0	9,800	5	17,34	11,66
24	0,347	0,520	0,043	0,090	2,1	147,0	4,9	1,0	10,000	5	18,56	12,54
25	0,350	0,525	0,044	0,082	2,1	143,0	4,9	1,0	10,100	5	18,77	12,82
26	0,353	0,529	0,044	0,074	2,1	141,0	4,9	1,0	10,150	5	19,11	13,21

Химическая природа образцов приведённых в таблице следующая: образца №1-3: 0.7Ba(Co1/3Nb2/3)O3-0.3Ba(Zn1/3Nb2/3)O3 (BCZN); № 4-5: Zn0,5Ti0,5NbO4; № 6-8: ZrTi2O6; № 9 - Ca0.55Nd0.3TiO3 (CNT); № 10-14: образцы с двумя компонентами, первый наполнитель с общей формулой (NaxLi1-x)0.5Nd0.5TiO3 NLNT, где равен 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7 соответственно для образцов № 10-14 соответственно, второй наполнитель – электролитическое стекловолокно; № 15: образец состоящий из двух наполнителей – первый сополимер политетрафторэтилена с перфторированным пропиленом – аналог отечественный фторопласт 4МБ, второй компонент стекловолокно; № 16-20: наполнители первый – диоксид титана, второй наполнитель – диоксид кремния; № 22-26 аналогичны образцам 10-14, к которым добавили третий наполнитель – воздух.

Полученные расчетные результаты показывают, что учёт пористости образца, с принятием воздуха, заполняющего поры, в качестве третьего наполнителя, приводит к получению более точных расчётных данных и рекуррентная анизотропная формула более точная, чем расчёт, сделанный по формуле Лихтенеккера. Как видно из представленной таблицы, в случае применения формулы Лихтенекерра, разница между расчётными и экспериментальными значениями диэлектрической проницаемости уменьшается с 3,3 до 1,8, в случае применения рекуррентной анизотропной формулы разница между расчётными и экспериментальными данными уменьшается с 2,1 до 0,2. Можно сделать вывод, что учёт пористости образца, в котором воздух рассматривается как третий наполнитель в объёме композита равным объёму пор, увеличивает точность расчёта вне зависимости от применяемой расчетной формулы.

Заключение

1. Впервые для расчета диэлектрической проницаемости сложных композитов, содержащих более 2 компонентов, применена рекуррентная формула с помощью метода последовательного сведения многокомпонентной смеси к бинарной.

2. Показано, что применение для расчёта значений диэлектрической проницаемости рекуррентной формулы учёта анизотропии частиц с рассмотрением трех вариантов комбинаций границ раздела фаз, в случае как двух, так и трехкомпонентных композиционных материалов даёт результаты, более приближенные к экспериментальным данным, чем расчёты по формуле Лихтенеккера.

3. Учёт пористости образца путем рассмотрения воздуха как одного из наполнителей позволяет достичь большей сходимости расчетных и экспериментальных результатов в случае расчёта с помощью формулы Лихтенеккера и с помощью рекуррентной формулы.

Список литературы

1. Эдвабник, В. Г. К теории обобщенной проводимости смесей / В. Г. Эдвабник // Современные проблемы науки и образования. 2015. № 1-2. С. 76-76.

2. Крошка, Е. С. Широкополосная диэлектрическая спектроскопия почв и пористых горных пород: : диссертации кандидата физико-математических наук 1.3.4 - Омск, 2022 . – 156 с.

3. Клыгач Д. С., Вахитов М. Г., Хашимов А. Б., Труханов А. В. Расчёт диэлектрической проницаемости смеси порошковых материалов. // Инжиниринг и телекоммуникации - En&T 2020 : Сборник тезисов VII Международной конференции, Долгопрудный, 25–26 ноября 2020 года. – Москва: Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 2020. – С. 33-38. https://doi.org/10.1016/j.jmrt.2020.03.113.

4. Горобинский Л.В., Лысов Н.Ю., Панин А.Л., Панов А. А., Полюдченков А.В., Кравченко М.А., Жунь В.И. Прогнозирование электрофизических свойств органо-неорганических композиционных материалов, // Все материалы. Энциклопедический справочник. 2023. № 5. С. 22-27. DOI 10.31044/1994-6260-2023-0-5-22-27.

5. Li Z., Yuan Y., Yao M., Cao L., Tang B., Zhang, S. Synthesis and characterization of PTFE/(NaxLi1-x) 0.5 Nd0. 5TiO3 composites with high dielectric constant and high temperature stability for microwave substrate applications // Ceramics International. 2019. Т. 45. №. 17. С. 22015-22021. https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.07.216

6. Ang C., Yu Z., Guo R., Bhalla A. S. Calculation of dielectric constant and loss of two-phase composites // Journal of Applied Physics. 2003. Т. 93. №. 6. С. 3475-3480. https://doi.org/10.1063/1.1545161

7. Сатаркулов К. А. Исследование и разработка метода расчета диэлектрической проницаемости механической смеси диэлектриков : диссертация ... кандидата технических наук : 05.09.02. - Москва, 1980. - 151 с. : ил.

8. Зенков, А. В. Численные методы : учебное пособие для вузов / А. В. Зенков. — Москва : Издательство Юрайт, 2023. — 122 с.

9. Дульнев, Г. Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов [Текст] : Справ. книга - Ленинград : Энергия. Ленингр. отд-ние, 1974. - 264 с. :

10. Wang H., Zhou F., Guo J., Zhang Y., Yang H., Zhang, Q. Surface-modified Zn0. 5Ti0. 5NbO4 particles filled polytetrafluoroethylene composite with extremely low dielectric loss and stable temperature dependence // Journal of Advanced Ceramics. 2020. Т. 9. С. 726-738. https://doi.org/10.1007/s40145-020-0409-2

11. Wang H., Zhou F., Guo J., Yang H., Tong J., Zhang Q. Modified BCZN particles filled PTFE composites with high dielectric constant and low loss for microwave substrate applications Ceramics International. – 2020. Т. 46. №. 6. С. 7531-7540. https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2019.11.252

12. Wu K. T., Yuan Y., Zhang S. R., Yan X. Y., Cui Y. R. ZrTi2O6 filled PTFE composites for microwave substrate applications // Journal of Polymer Research. 2013. Т. 20. С. 1-6. https://doi.org/10.1007/s10965-013-0223-4

13. Peng H., Ren H., Dang M., Zhang Y., Yao X., Lin, H. Novel high dielectric constant and low loss PTFE/CNT composites // Ceramics International. 2018. Т. 44. №. 14. С. 16556-16560 https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.06.077

14. Yuan Y., Yang J., Tan B., Tang B., Li E., Zhang, S. Preparation, characterization and properties of FEP modified PTFE/glass fiber composites for microwave circuit application // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2017. Т. 28. №. 8. С. 6015-6021. https://doi.org/10.1007/s10854-016-6277-4

15. Yuan Y., Cui Y. R., Wu K. T., Huang Q. Q., Zhang, S. R. TiO2 and SiO2 filled PTFE composites for microwave substrate applications // Journal of Polymer Research. 2014. Т. 21. С. 1-6. https://doi.org/10.1007/s10965-014-0366-y

УДК 621.396.67

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХЗВЕННОГО ПОЛОСНО - ЗАГРАЖДАЮЩЕГО ФИЛЬТРА *L*-ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Л.В. Алексейчик[1], Н.А. Черкасов[2]

[1]ФГБОУ ВО «Московский энергетический институт», Москва, Россия

[2]ФГБОУ ВО «Московский технический университет связи и информатики» Москва, Россия

E - mail: AlexeychikLV@mpei.ru

В работе рассматриваются вопросы проектирования и моделирования микроволновых фильтров на диэлектрических резонаторах. Основное внимание уделяется моделированию заграждающего фильтра (ПЗФ) L – диапазона длин волн, предназначенного для ослабления спектральной плотности сигнала передатчика навигационной системы «ГЛОНАСС» в диапазоне частот 1.608 – 1.615 ГГц, для обеспечения штатной работы радиоастрономических служб. Методика синтеза фильтра основана на использовании низкочастотного фильтра прототипа частотного преобразования с дополнительной расстройкой резонансных частот звеньев и введения нуля передачи в низкочастотной области. Предложена модель ПЗФ на основе использования аналитических выражений матрицы рассеяния фильтра. Отмечены подходы к настройке ПЗФ на требуемые параметры.

Ключевые слова: Диэлектрический резонатор, микроволновые фильтры, цилиндрические резонаторы, матрица рассеяния, СВЧ линии передачи.

Введение

Задача фильтрации СВЧ сигналов тесно связана с решением проблемы электромагнитной совместимости радиотехнических средств связи и навигации. Такие задачи решаются с помощью как активных, так и пассивных СВЧ устройств, включая полосно-пропускающие (ППФ) и полосно-заграждающие (ПЗФ) микроволновые фильтры. Среди разнообразных конструкций СВЧ фильтров широкое применение нашли фильтры, выполненные на диэлектрических резонаторах (ДР), изготовленных из высокодобротных диэлектрических материалов с повышенными значениями диэлектрической проницаемости и термостабильности. Благодаря существенно меньшими габаритами и весом (на порядок величин) фильтров на ДР в сравнении с фильтрами на металлических полых резонаторах и термостабильностью на уровне инвара они получили широкое распространение в микроволновой технике [1,2,3].

В настоящей работе рассмотрены вопросы моделирования действующего изделия ПЗФ, использующегося в тракте спутниковой навигационной системы «ГЛОНАСС», которое ранее проектировалось с использованием профессиональной САПР с расчетом электрических, тепловых и механических характеристик изделия [4,5]. Новый подход к моделированию данного ПЗФ состоял в использовании упрошенной модели собственных колебаний ДР в осесимметричном экране и применения аналитических решений для получения матрицы рассеяния ПЗФ и всех его электрических характеристик, включая АЧХ, ФЧХ, КСВН и ГВЗ, что существенно упростило анализ частотных характеристик ПЗФ и получить результаты близкие к его экспериментальным данным [4].

Моделирование трехзвенного заграждающего фильтра

Реализация заданных типов АЧХ полосно-заграждающих фильтров основана на использовании НЧ фильтра прототипа с последующим частотным преобразованием аналогично получению частотных характеристик (ЧХ) полосно-пропускающих фильтров.

Однако, в отличии от ППФ фильтры, использующие волноводные конструкции ПЗФ имеют $\lambda_0/4$ связи между резонансными контурами подключенными в линию передачи [3], При этом собственная добротность ПЗФ должна превышать добротность звеньев ППФ не менее чем в два раза при сопоставимых характеристиках избирательности [6]. Систему g-параметров, полученную в результате синтеза ПЗФ на заданные ЧХ удобно записывать для нечетных звеньев фильтра как

$$g_i = Z_0(x_i w) \tag{1}$$

где Z_0 – волноводное сопротивление линии передачи, x_i – крутизна реактивного сопротивления, w – относительная полоса частот заграждения. При этом отношение $\frac{Z_0}{x_i} = 2Q_{нi}$ определяет нагруженную (внешнюю) добротность $Q_{нi}$ звена.

Для рассматриваемого случая трехзвенного ПЗФ типа Чебышева с неравномерностью 0.1 дБ НЧ прототипа внешняя добротность определяется из соотношений (1) как:

$$Q_{н1,3} w = 1.942 \tag{2}$$

$$Q_{н2} w = 1.743 \tag{3}$$

где $w=\Delta f/f_0=2.8/1612=0.00173$, а $Q_{н1,3}=1118.0$ и $Q_{н2}=1003.5$.

С учетом величины собственной добротности Q_0 звена с ДР равным порядка $Q_0=3\cdot10^4$, получим значения требуемых коэффициентов связи β_i звеньев с линией передачи, как $\beta_{1,3}=23.85$ и $\beta_2=28.9$. При данных значениях параметров β_i, вносимые затухания ЧХ на резонансных частотах $f_{1,3}$ составляют $\alpha_{1,3}=27.9$ дБ, а для f_2 соответственно $\alpha_2=29.5$ дБ, что согласуется с ниже полученными данными моделирования.

Трехзвенный ПЗФ состоит из трех ДР включенных в линию передачи с электрическим расстоянием $\lambda_0/4$ между ними и настроен на разные резонансные частоты: частота первого звена f_1=1.6108 ГГц, частота второго звена f_2=1.6122 ГГц и частота третьего звена f_3=1.6136 ГГц. Конструкция ПЗФ содержит три резонатора и два четвертьволновых отрезков, включенных каскадно между собой.

Матрица рассеивания отрезка линии передачи длиною $\lambda_0/4$ имеет вид:

$$S = \begin{vmatrix} e^{-al} & e^{-2\pi fl} \\ e^{-2\pi fl} & e^{-al} \end{vmatrix} \tag{4}$$

где α – коэффициент ослабление (для волноводных линий передачи имеет относительно малые значения), $\beta=2\pi f$ – коэффициент фазы, $l=\lambda_0/4$ – длина четверть-волнового отрезка линии передачи.

На рис. 1. показано каскадное соединение данной схемы.

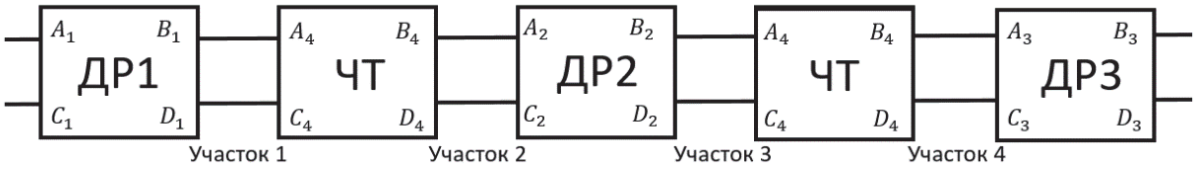


Рисунок 1 – Каскадное соединение звеньев ПЗФ

В результате перемножения матриц элементов схемы получается эквивалентная матрица ABCD, которую можно преобразовать в другие виды матриц [7] (например в S матрицу) трехзвенного фильтра. На рис. 2 приведены частотные характеристики результирующей S матрицы.

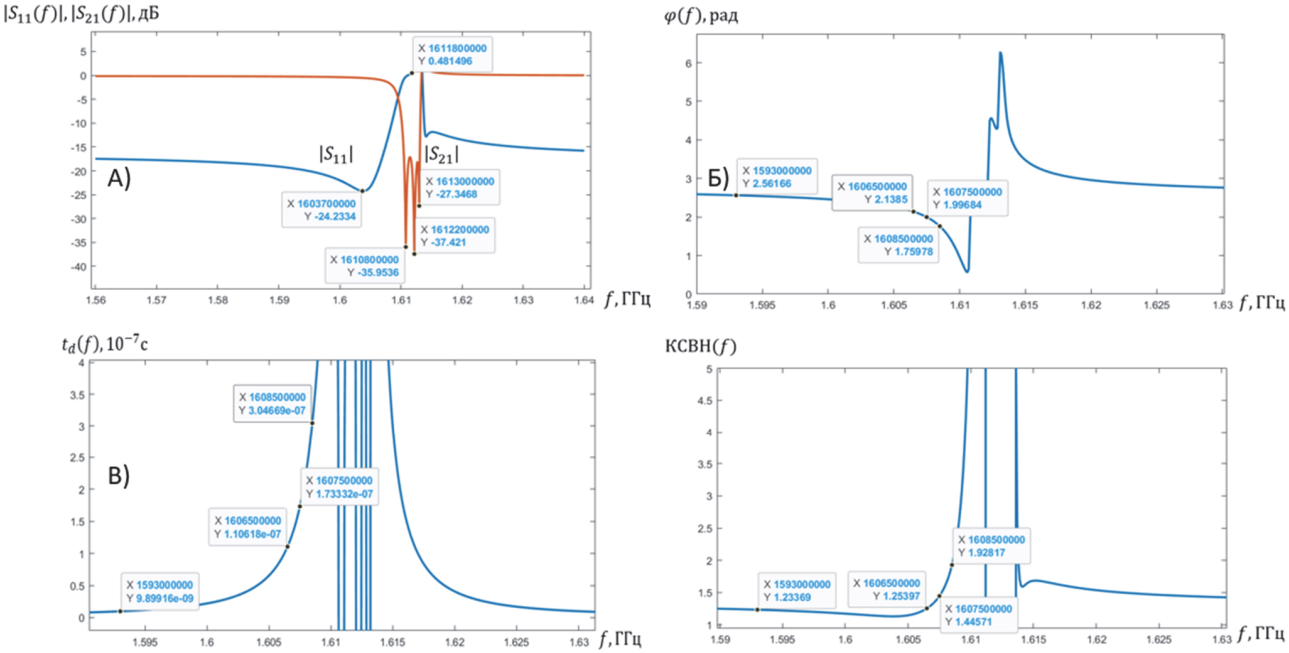


Рисунок 2 – Частотные характеристики трехзвенного ПЗФ.

В табл. 1 приведены результаты моделирования трехзвенного ПЗФ фильтров.

Таблица 1 – Параметры трехзвенного ПЗФ

Резонанс-ная частота ДР, ГГц	Величина ослабления на резонансной частоте, дБ	Контроль-ные точки, ГГц	Значения ФЧХ в контрольных точках рад	Изменение ГВЗ в контрольных токах		Значение КСВН в контрольных точках
				Δf, МГц	Δt, нс	
1.6108	-35.2	1.5930	2.5616	0	0	1.23369
1.6122	-35.9	1.6065	2.1385	13.5	11.0	1.25397
1.613	-27.4	1.6075	1.9968	14.1	17.3	1.44571
		1.6085	1.7597	15.5	30.4	1.92817

При моделировании трехзвенного ПЗФ, образованного звеньями с ДР, включенными в коаксиальную линию передачи с четвертьволновой связью звеньев, исключалось явление эффекта «пересвязи», характерного для случая размещения ДР в полом металлическом волноводе.

Трехзвенный ПЗФ на ДР имеет собственные частоты 1.6108, 1.6122 и 1.613 ГГц с величинами ослабления -35.2 дБ, -35.9 дБ и -27.4 дБ. На частотах 1.6115 и 1.6127 ГГц величина ослабления составляет порядка -17 дБ. Точка компенсации (нуль режекции) на графике КСВН находится на частоте 1.6037 ГГц, обусловленная влиянием резонансного и нерезонансного вкладов, вносимых ДР в линию передачи. Учет указанных особенностей позволил достичь минимальных потерь ПЗФ для низкочастотной полосы пропускания, в которой находится основная часть мощности спектра сигнала передатчика.

Заключение

При моделировании трехзвенного ПЗФ в расчетной модели в соответствии с экспериментальными данными применялась расстройка резонансных частот звеньев с ДР, что позволило подтвердить уникальное сочетание параметров ПЗФ по минимальным вносимым потерям, повышенной крутизне НЧ ската АЧХ и минимальным КСВН. Предложенный подход к моделированию ПЗФ может быть распространен на другие виды конструкций микроволновых фильтров, выполненных на диэлектрических резонаторах, включая полосно-пропускающие фильтры, диплексеры и мультиплексеры.

Список литературы

1. Термостабильные диэлектрические СВЧ-резонаторы/ Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А. и др. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1977, вып. 7, с. 40-50.
2. Cohn S. Microwave Bandpass Filters Conteining High – Q Dielectric Resonators //IEEE Trans., 1968. Vol. MTT-16. №4. pp. 218-227.
3. Dielectric Resonator Bandstop Filters Richard Kayip Chan Submitted in accordance with the requirements for the degree of Doctor of Philosophy The University of Leeds, April 2011
4. Вносимые потери и тепловыделение СВЧ-фильтров передающего фидерного тракта повышенной мощности / Л.В. Алексейчик, Н.В. Андриевский, Н.В. Павлов // ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ. – 2018. – № 9. – С. 45-50.
5. Патент 2602695 Российская Федерация, № 217.015.88BF. Полосно-заграждающий фильтр / Л.В. Алексейчик, Н.В. Павлов, С.А, Разин и др. – заявл. 18.06.2015; опубл. 26.10.2016.
6. Безбородов Ю.М., Нарытник Т.Н., Федоров В.Б.Фильтры СВЧ на диэлектрических резонаторах. – Киев: Техника, 1989. 184 с.
7. Фуско. В. СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование / В Фуско. – Москва: Радио и связь, 1990. – 228с с. – ISBN 5-256-00663-0.

MODELING OF A BAND-STOP FILTER OF THE L – WAVELENGTH RANGE BASED ON A DIELECTRIC RESONATOR

L.V. Alekseychik[1], N.A. Cherkasov[2]
[1]Moscow Power Engineering Institute, Moscow, Russia
[2]Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russia
E–mail: alexeychik@mpei.ru

The paper deals with the design and modeling of microwave filters on dielectric resonators. The main attention is paid to the calculation of the band-stop filter of the L – wavelength range designed to suppress the transmitter signal in the frequency range 1.593 – 1.615 GHz. The method of filter synthesis is based on the use of a prototype low-pass filter. According to the set values of the bandwidth and the cut–off outside the bandwidth, the number of filter links will be determined, as well as the determination of the system of g - parameters of the filter and external Q-factors. Models of natural oscillations of the DR in a cylindrical screen based on the partial domain method are considered. Approaches to the creation and modeling of BSF are noted.

Keywords: Dielectric resonator, microwave filters, cylindrical resonators, partial domain method and modeling in CST Microwave Studio.

УДК 621.31

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА В ЭКРАНИРОВАННЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ СВЧ С ПОТЕРЯМИ

В.М. Геворкян, Ю.А. Казанцев, А.В. Шутов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: ShutovAV@mpei.ru

Рассматривается методика экспериментального определения собственных параметров (относительной диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлектрических потерь tan δ) миниатюрного открытого диэлектрического резонатора (ДР) в измерительной секции на основе волновода, работающего в запредельном (закритическом) режиме. В разработанной методике реализуется идея декомпозиции электромагнитного поля ДР, обсуждаемая в докладе [1] и опубликованная в статье [2]. Достоинством предложенной методики является высокая точность экспериментального определения ε и tan δ материала ДР, что повышает достоверность априорного численного анализа и сокращает продолжительность проектирования сверхвысокочастотных (СВЧ) электромагнитных цепей (ЭМЦ), в которых ДР является комплектующим элементом, а также позволяет осуществлять проверку и отбраковку образцов ДР, несоответствующих заданным параметрам.

Ключевые слова: СВЧ-резонатор, диэлектрический резонатор, добротность, проницаемость диэлектрика, тангенс угла потерь, диэлектрические измерения

Введение

Современный открытый диэлектрический резонатор (ДР) – результат многолетних исследований спектров электромагнитных колебаний диэлектрических тел и создания керамических материалов, сочетающих высокие значения относительной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 30 \div 40$, малые потери, оцениваемые тангенсом угла диэлектрических потерь $\tan\delta = 10^{-4} \div 5\cdot10^{-5}$ и высокую температурную стабильность в широком частотном диапазоне [3]. Использование таких керамик позволяет реализовать ДР, имеющие в 1000 меньший объем и 1.5−2 раза бóльшую добротность основного вида колебаний по сравнению с классическими объемными металлическими резонаторами (МР).

На сегодняшний день ДР является распространенным частотно-селективным элементом сверхвысокочастотных (СВЧ) электромагнитных цепей (ЭМЦ) гражданского и военного назначения: колебательных контуров автогенераторов, резонансных звеньев, полосовых фильтров и др.

Проектирование и оптимизация характеристик СВЧ ЭМЦ, содержащих ДР основано на решении уравнений электродинамики, которое в настоящее время осуществляется численными методами, главным образом методом конечных элементов (МКЭ), что объясняется постоянно развивающимися алгоритмами построения расчетной сетки [4] и растущей производительностью вычислительных машин.

Исходными данными для построения математической модели ДР являются геометрические размеры и форма, а также характеристики материала: ε и tan δ,

определяющий собственную добротность $Q_0 = 1/\tan\delta$ ДР. Параметры ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$ являются собственными параметрами ДР и однозначно определяют его резонансную частоту и эффективную добротность $Q_{эф}$ в заданной конструкции СВЧ устройства.

1. Добротность экранированного ДР

Эффективная добротность $Q_{эф}$ экранированного ДР зависит от запасенной энергии и тепловых потерь как внутри ДР, так и снаружи. Реализация идеи разложения электромагнитного поля ДР, обсуждаемая в работах [1, 2], приводит к следующему выражению:

$$Q_{эф} = \frac{\omega_0 W_з}{P_т} = \frac{\omega_0 \left(W_{з,вн} + W_{з,нар}\right)}{P_{т,вн} + P_{т,нар}} = \frac{\omega_0 W_{з,вн}}{P_{т,вн}} \left[\frac{1 + \dfrac{W_{з,нар}}{W_{з,вн}}}{1 + \dfrac{P_{т,нар}}{P_{т,вн}}}\right] = Q_0 \left(\frac{1 + K_W}{1 + \dfrac{Q_0}{Q_e} K_W}\right), \qquad (1)$$

где $W_з$ и $P_т$ – суммарные энергия и мощность потерь; ω_0 – резонансная частота колебаний ДР; $W_{з,вн}$ и $P_{т,вн}$ – запасенная энергия и мощность потерь в теле ДР; $W_{з,нар}$ и $P_{т,нар}$ – запасенная энергия снаружи ДР и мощность потерь в стенках линии; $Q_e = \omega_0 W_{з,нар}/P_{т,нар}$ – внешняя добротность ДР; $K_W = W_{з,нар}/ W_{з,вн}$. Из формулы (1) следует способ нахождения добротности Q_0 (tan δ материала) ДР:

$$\tan\delta = \frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_{эф}}(1 + K_W) - \frac{1}{Q_e} K_W, \qquad (2)$$

где добротность $Q_{эф}$ находится экспериментально по частотной характеристике линии передачи с ДР, а добротность Q_e и коэффициент K_W – расчетным путем.

Расчет добротности Q_e возможен по известному (измеренному) поверхностному сопротивлению R_S металлических стенок и распределению поля линии передачи с ДР. Измерение R_S возможно в пустом металлическом резонаторе, образованным замкнутым отрезком линии передачи.

Формула для расчета коэффициента K_W следует из выражения (2) при стремлении добротности Q_e к бесконечности ($R_S = 0$):

$$K_W = Q_{эф}^{R_S=0} \big/ Q_0 - 1. \qquad (3)$$

Расчет добротности $Q_{эф}^{R_S=0}$ возможен на численной модели с произвольным, (близким к ожидаемому) значением tan δ материала ДР, которое затем следует подставить в формулу (3), учитывая, что $Q_0 = 1/\tan\delta$.

Таким образом, конструкция измерительной секции для определения собственных параметров (ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$) ДР должна предусматривать возможность измерения добротности $Q_{эф}$ экранированного ДР и R_S металлических стенок.

2. Конструкция измерительной секции

Измерительная секция может быть построена на основе волновода, работающего в запредельном (закритическом) режиме при определении добротности $Q_{эф}$ ДР (рис. 1), и в режиме объемного резонатора при определении R_S

металлических стенок (рис. 2). Режим работы зависит от взаимной ориентации измерительного и подводящего волноводов.

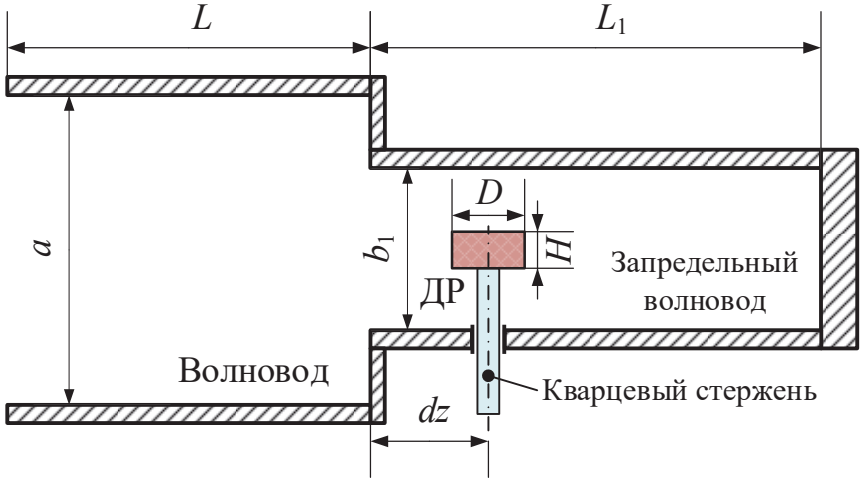


Рисунок 1 – Измерительная секция в режиме определения эффективной добротности $Q_{эф}$ ДР

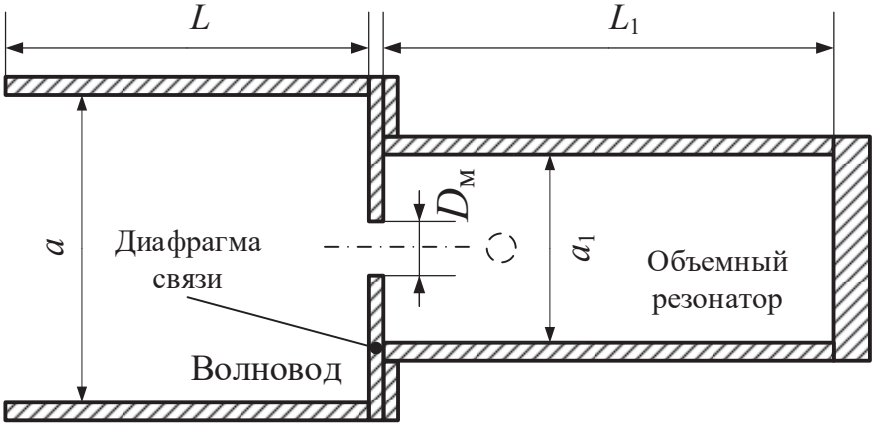


Рисунок 2 – Измерительная секция в режиме определения поверхностного сопротивления R_S металлических стенок

3. Методика экспериментального определения ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$ ДР

Методика экспериментального определения собственных параметров (ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$) ДР включает в себя следующие основные этапы:

1. Экспериментальное определение добротности $Q_{эф}$ по частотной характеристике коэффициента отражения от запредельного волновода с ДР (рис. 1).

2. Расчет величины R_S металлических стенок по измеренной добротности колебаний пустого металлического резонатора (рис. 2).

3. Определение относительной диэлектрической проницаемости кварцевого стержня, предназначенного для крепления ДР (рис. 1), при помощи сопоставления расчетных и измеренных значений резонансной частоты колебаний металлического резонатора со стержнем.

4. Определение относительной диэлектрической проницаемости ε ДР при помощи сопоставления расчетных и измеренных значений резонансной частоты $f_0 = \omega_0/(2\pi)$ ДР.

5. Расчет добротности $Q_{эф}^{R_S=0}$ на численной модели измерительной секции с идеальными металлическими стенками, и подстановка найденного значения $Q_{эф}^{R_S=0}$ в формулу (3) для K_W.

6. Определение добротности Q_e в точке пересечения расчетной зависимости $Q_{эф} = f(Q_0)$ и прямой $Q_{эф} = Q_0$, где выполняется условие $Q_{эф} = Q_0 = Q_e$, которое следует из формулы (1).

7. Подстановка найденных значений добротности $Q_{эф}$, Q_e и коэффициента K_W в формулу (2) для нахождения $Q_0 = 1/\tan\delta$ ДР.

4. Результаты

Для пяти ДР (рис. 3), принадлежащих одной партии (с близкими значениями $\varepsilon = 29\pm1$, $Q_0 > 18000$, $f_0 \approx 10$ ГГц), проведено экспериментальное определение собственных параметров ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$ (табл. 1).

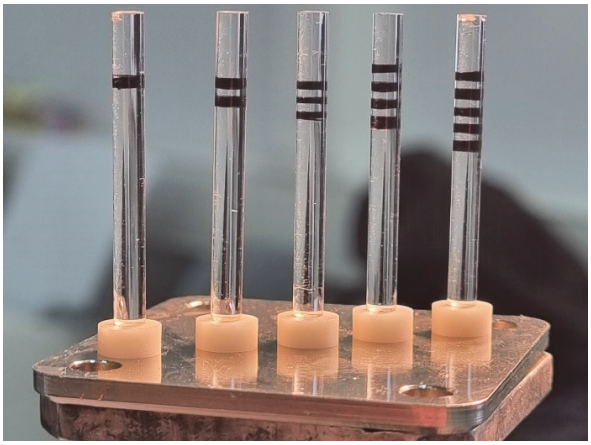


Рисунок 3 – Исследуемые ДР №1–5 (керамика В-30Р)

Таблица 1 – Результаты экспериментальных исследований

ДР №	*H,* мм	*D,* мм	ε	$\tan\delta\cdot10^5$	Q_0
1	2.693	5.978	28.432	5.4127	18475
2	2.691	5.978	28.326	4.9357	20261
3	2.691	5.979	28.368	5.0523	19793
4	2.693	5.978	28.389	4.7226	21175
5	2.690	5.983	28.416	4.982	20072

Предельное отклонение значений ε (табл. 1) для ДР №1–5 составляет порядка 0.2 % от среднего значения 28.386; предельное отклонение значений Q_0 составляет порядка (7÷8) % от среднего значения 19955. Однако, при детальном внешнем осмотре на поверхностях ДР № 1 и № 4 исследуемых ДР обнаружены дефекты в виде сколов и трещин, что привело к сравнительно большим отклонениям измеренных значений ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$ от средних.

При исключении дефектных ДР № 1 и № 4 из расчета средних значений ε и $Q_0 = 1/\tan\delta$ и их предельных отклонений получим, что предельное отклонение значений ε трех ДР № 2, № 3, № 5 составит менее 0.2 % от среднего значения 28.370; предельное отклонение значений Q_0 (tan δ) составит менее 1.5% от среднего значения 20042 ($4.99\cdot10^{-5}$ для tan δ).

Численная оценка погрешности экспериментального определения собственных параметров (ε и Q_0 = 1/tan δ) ДР с использованием разработанной методики показала, что относительная погрешность составляет не более 0.5 % – для ε и 2% – для Q_0 = 1/tan δ.

Заключение

Представленные в работе результаты экспериментальных исследований собственных параметров (ε и Q_0 = 1/tan δ) миниатюрных открытых ДР и численная оценка погрешности свидетельствуют о высокой точности полученных значений ε и Q_0 = 1/tan δ. При этом предложенная методика позволяет осуществлять входной контроль ДР из материалов с известным tan δ.

Список литературы

1. Геворкян В.М., Вишняков С.В., Казанцев Ю.А., Шутов А.В. Добротность диэлектрического резонатора в экранированных линиях передачи СВЧ с потерями // Материалы XXIX международной конференции «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». 2021. С. 157-164.
2. Геворкян В.М., Вишняков С.В., Казанцев Ю.А., Шутов А.В. Эффективная добротность миниатюрных диэлектрических резонаторов в экранированных линиях передачи // Известия РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86. № 9. С. 1278-1282.
3. Ненашева Е. А. Состояние и перспективы развития изделий из микроволновой керамики для отечественной СВЧ аппаратуры // Электронная промышленность. 2014. № 2. С. 84-91.
4. Вишняков С. В. Численные методы расчета электромагнитных полей в задачах анализа и синтеза частотно-избирательных систем // дисс. на соиск. уч. степ. к. т. н. 2005. 133 с.

EXPERIMENTAL DETERMINATION Q-FACTOR DIELECTRIC RESONATOR IN SHIELDED TRANSMISSION LINES WITH LOSSES

V.M. Gevorkian, Y.A. Kazantsev, A.V. Shutov
National Research University «MPEI», Moscow, Russia
E-mail: ShutovAV@mpei.ru

The article discusses a technique for experimentally determining the intrinsic parameters (relative dielectric constant ε and dielectric loss tangent tan δ) of a miniature open dielectric resonator (DR) in a waveguide-based measuring section operating in a supercritical mode. The developed technique implements the idea of decomposing the electromagnetic field of the DR, discussed in the report [1] and published in the article [2]. The advantage of the proposed method is the high accuracy of the experimental determination of ε and tan δ of the DR material, which increases the reliability of a priori numerical analysis and reduces the design time of microwave electromagnetic circuits (EMC), in which the DR is a component element, and also allows testing and rejecting DR samples without corresponding to the specified parameters.

Key words: microwave resonator, dielectric resonator, quality factor, dielectric permeability, loss tangent, dielectric measurements

СЕКЦИЯ 5
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ

Председатель: ***проф. Ф.Н. Шакирзянов, доц. Д.В. Михеев*** *(НИУ «МЭИ»)*

УДК 537.622.4

МАГНИТОСТРИКЦИОННО-ВОЛОКОННЫЙ КОМПОЗИТ – НОВЫЙ МАТЕРИАЛ МИКРОСИСТЕМНОЙ ТЕХНИКИ

Л Ю. Фетисов, В.И. Мусатов, Д.В. Савельев, Ф.А. Федулов, Д.В. Чашин, Ю.К. Фетисов
МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия
E-mail: fetisov@mirea.ru

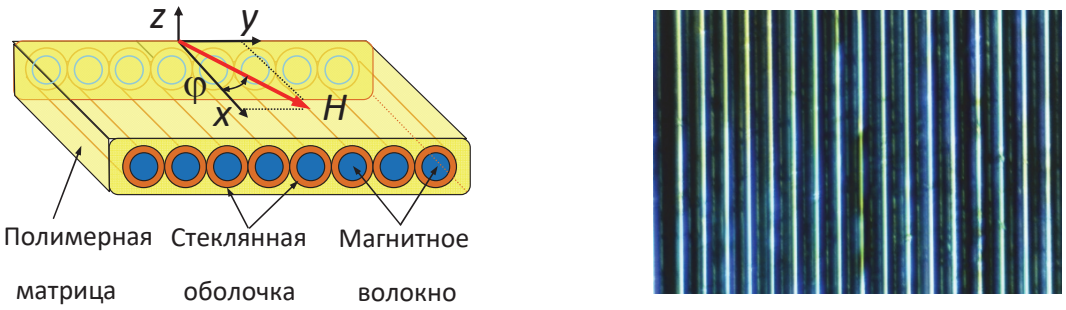
В работе описан магнитострикционно-волоконный композит (МВК) – новый материал для применений в устройствах измерительной и микросистемной техники. МВК представляет собой набор микропроводов из аморфного сплава FeBSiC, расположенных в один слой параллельно друг другу в полимерной матрице. МВК обладает сильной анизотропией магнитных и магнитострикционных характеристик в плоскости, возникающей из-за эффектов размагничивания в микропроводах. Предлагаемый материал может быть использован для создания датчиков, актюаторов, магнитоэлектрических генератора энергии.
Ключевые слова: композитный материал, ферромагнетик, магнитострикция, анизотропия.

Введение

В датчиках магнитных полей, актюаторах, магнитоэлектрических генераторах энергии и других устройствах микросистемной техники широко применяют магнитострикционные объемные и пленочные материалы в [1]. Характеристики и функциональные возможности устройств в значительной степени определяются свойствами используемых магнитных материалов. В частности, для многих применений необходимы гибкие материалы с управляемой магнитострикцией. Один из путей решения проблемы состоит в создании композитных материалов, объединяющих магнитострикционные элементы в полимерной матрице [2]. Перспективность такого подхода продемонстрирована на примере пьезоволоконных композитов (ПВК), представляющих собой набор пьезоэлектрических волокон в полимерной матрице [3]. По сравнению с керамическими и монокристаллическими преобразователями, ПВК обладают улучшенными пьезосвойствами, повышенной надежностью и гибкостью.

1. Материал и методики измерений

Магнитострикционно-волоконный композит (MFC) был изготовлен с использованием микропроводов, предоставленных компанией ALIRI (Chisinau, Moldova) [4]. Провод круглого сечения имел сердцевину из аморфного сплава FeCoSiB диаметром d_m=56.5 мкм, покрытую стеклянной оболочкой с внешним диаметром d_m =71.8 мкм. Провода были уложены в один слой вплотную друг к другу и помещены в матрицу из эпоксидного клея. Матрицу полимеризовали в течение 24 часов при комнатной температуре. Образец имел размеры в плоскости 10.1 мм × 5.76 мм и толщину 0.125 мм. Схематическое изображение поперечного сечения MFC приведено на рис. 1а , фото участка поверхности MFC показано на рис.1б.



а *б*

Рисунок 1 – (а) Схематическое изображение поперечного сечения MFC, (б) фотография участка поверхности MFC

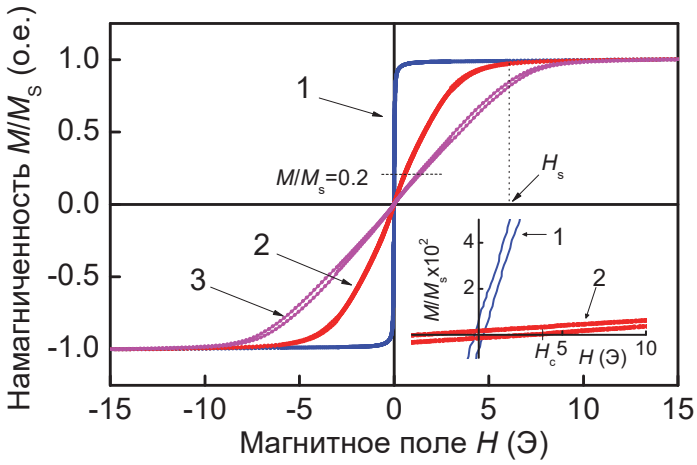


Рисунок 2 – Кривые намагничивания MFC при ориентации поля *H* в плоскости вдоль (кривая 1), поперек (кривая 2) оси микропроводов или перпендикулярно к плоскости (кривая 3). На вставке показаны зависимости 1 и 2 в области слабых полей

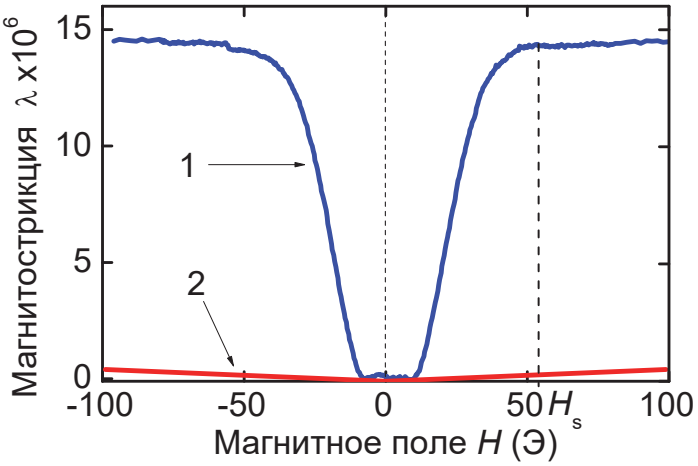


Рисунок 3 – Зависимость магнитострикции λ от поля *H* при намагничивании MFC в плоскости вдоль (кривая 1) и поперек (кривая 2) оси микропроводов

Кривые намагничивания МВК $M(H)$ измеряли с помощью вибрационного магнетометра Lakeshore 7407 в диапазоне полей H=0-18 kOe. Образец намагничивали в плоскости вдоль или перпендикулярно к оси микропроводов, либо по нормали к плоскости. Полевые зависимости магнитострикции образца МВК $\lambda(H)$ измеряли с помощью тензодатчика, наклеенного на поверхность образца с точностью $\delta\lambda \approx 0.5\cdot10^{-6}$. Температуру образца изменяли элементом Пельтье в интервале 15-70^{0}C и поддерживали с точностью 0.05 ^{0}C.

На рис. 2 приведены кривые намагничивания $M(H)$ образца МВК. При намагничивании МВК в плоскости вдоль оси проводов поле насыщения составляло $H_S \approx 0.6$ kOe, а намагниченность насыщения $M_S \approx 258$ emu/см^3. При намагничивании поперек оси проводов поле насыщения возрастало до $H_S \approx 6$ kOe, а намагниченность насыщения M_S не изменялась. При намагничивании МВК перпендикулярно к плоскости, поле насыщения возрастало до ~9 kOe. На вставке рис. 2 показаны кривые намагничивания МВК в плоскости в области слабых полей $H<$ 10 Oe в крупном масштабе. Видно, что для обоих направлений поля намагниченность линейно растет с увеличением H и на кривых присутствует гистерезис. При намагничивании МВК вдоль оси проводов коэрцитивная сила не превышала H_{cx} ≈0.25 Oe, а при намагничивании поперек проводов составляла $H_{cy} \approx 3.9$ Oe.

На рис.3 приведены зависимости магнитострикции МВК от постоянного поля H. Поле приложено в плоскости композита вдоль оси волокон ($\varphi=0^0$) или поперек оси волокон ($\varphi=90^0$). Ось тензодатчика в обоих случаях бала направлена вдоль поля. При намагничивании МВК вдоль оси микропроводов магнитострикция достигала насыщения $\lambda_s \approx 14.3\cdot10^{-6}$ в поле $H_s \approx 60$ Э. Величина гистерезиса зависимости $\lambda(H)$ не превышала $H_c \approx 0.2$ Oe. Магнитострикция насыщения МВК уменьшалась от $H_S \approx 14\cdot10^{-6}$ при температуре 15°C до $\sim 11.5\cdot10^{-6}$ при увеличении температуры до 70°C. При намагничивании МВК в поперечном направлении λ не превышала $0.5\cdot10^{-6}$ в поле 100 Э.

Приведенные результаты демонстрируют сильную анизотропию магнитных характеристик МВК. Причем анизотропия проявляется как при отклонении внешнего поля H от плоскости, так и при изменении ориентации поля в плоскости. Из рис.2 видно, что при намагничивании МВК вдоль или поперек проводов намагниченность M вначале растет линейно с полем, а затем насыщается на одном и том же уровне. Однако поля насыщения H_s для двух ориентаций поля существенно отличаются.

Зависимость намагниченности M от угла φ между внешним полем H и продольной осью микропроводов возникает из-за эффектов размагничивания [5].

Для магнитного эллипсоида, помещенного во внешнее поле H, поле H_{in} внутри эллипсоида однородно и дается формулой

$$H_{in} \approx H - N_i M(H_{in}), \qquad (1)$$

где N_i – размагничивающий фактор вдоль соответствующей оси эллипсоида, $M(H_{in})$ - средняя намагниченность, зависящая от внутреннего поля. Учитывая, что $M = \chi H_{in}$ (где χ - магнитная восприимчивость), из (1) получаем

$$H_{in} \approx H/(1+\chi N_i). \qquad (2)$$

Т.е. поле внутри образца H_{in} всегда меньше внешнего магнитного поля H.

Для ферромагнитного цилиндра, помещенного во внешнее поле H, поле H_{in} неоднородно, а размагничивающие факторы даются формулами [6]

$$N_x \approx 1/[2(2n/\sqrt{\pi})+1] \quad \text{и} \quad N_y = N_z \approx (2n/\sqrt{\pi})/[2(2n/\sqrt{\pi})+1], \qquad (3)$$

где $n=l/(2r)$ - отношение длины цилиндра l к его диаметру $2r$. В нашем случае, при размерах провода l=10.1 mm и $2r$=0.113 mm, получаем $n \approx 90$ и размагничивающие факторы $N_x \approx 0.00487$ и $N_y = N_z \approx 0.495$. Из данных рис. 2 следует $\chi \approx 400$. Тогда поле H_{in} внутри продольно намагниченного провода в ~ 3 раза меньше, а внутри поперечно магниченного провода - в ~200 раз меньше внешнего намагничивающего поля H.

Добавим, что величиной магнитной анизотропии в плоскости МВК можно управлять, изменяя расстояние между микропроводами. Моделирование в программе CONSOL Multiphysics показало, что уменьшение расстояния приводит к росту диполь-дипольного взаимодействия между ближайшими проводами и, как следствие, к уменьшению размагничивающих факторов, особенно при намагничивании проводов МВК в поперечном направлении.

Дальнейшим развитием технологии волоконных композитных материалов для устройств микросистемной техники является объединение в полимерной матрице чередующихся пьезоэлектрических и магнитострикционных волокон, что позволит создать материал, чувствительный одновременно как к электрическим, так и к магнитным полям.

Заключение

Таким образом, в работе изготовлен магнитострикционно-волоконный композит, представляющий собой набор микропроводов из аморфного сплава FeBSiC, расположенных в один слой параллельно друг другу в полимерной матрице. МВК обладает сильной анизотропией магнитных и магнитострикционных характеристик в плоскости, возникающей из-за эффектов размагничивания в отдельных микропроводах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Проект № 075-15-2022-1131).

Список литературы

1. Will-Cole A.R., Hassanien A.E. et al. Tutorial: Piezoelectric and magnetoelectric N/MEMS - materials, devices, and applications // J. Appl. Phys. 2022. V. 131. P. 241101.

2. Fetisov Y., Chashin D., Saveliev D., Fetisov L., Shamonin M. Anisotropic magnetoelectric effect in a planar heterostructure comprising piezoelectric ceramics and magnetostrictive fibrous composite // Materials. 2019. V. 12. No 19. P. 3228.

3. Интернет сайт компании: https://www.smart-material.com/ (дата обращения 15.08.2023).

4. Интернет-сайт компании: https://www.eliri.md/ru/products/microwires (дата 15.08.2023).

5. Bozorth R. M. Chapin D. M. Demagnetizing factors of rods // *J. Appl. Phys. 1942.* V. 13. P. 320–326.

6. Sato M., Ishii Y. Simple and approximate expressions of demagnetizing factors of uniformly magnetized rectangular rod and cylinder // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 983.

MAGNETOSTRICTIVE FIBER COMPOSITE – NEW MATERIAL FOR MICROSYSTEM ENGINEERING

Y.K. Fetisov, V.I. Musatov, D.V. Savelev, D.V. Chashin, L.Y. Fetisov
MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russia
E-*mail:fetisov@mirea.ru*

The paper describes a magnetostrictive fiber composite (MFC), a new material that is promising for applications in various devices of microsystem technology. MFC is a set of microwires made of an amorphous FeBSiC alloy and arranged in one layer parallel to each other in a polymer matrix. The MFC exhibits strong in-plane magnetic and magnetostrictive anisotropy due to demagnetization effects in the individual microwires. The proposed material may be used for creation of magnetic field sensors, actuators and magnetoelectric energy harvesters.
Keywords: composite material, ferromagnet, magnetostriction, magnetic anisotropy

УДК 621.311.001.57

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТОКОПРОВОДАХ С ПОЛИМЕРНО-ГАЗОВОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

Д.В. Голубев, Д.И. Ковалев, С.А. Елфимов, А.А. Нестеренко, С.С. Жуликов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
E-mail: golubev_dmitry@list.ru

Приведены результаты исследований распределения электрического и магнитного поля в новом типе токопроводе с полимерно-газовой изоляцией. Для повышения электрической прочности и сокращения габаритов было применено специальное полимерное покрытие токоведущих элементов, а для снижения диэлектрических потерь применяется основная газовая изоляция. Разработана математическая модель и определен характер изменения напряженности электрического поля, а также определен уровень магнитного поля, создаваемого внутри разрабатываемой конструкции.
Ключевые слова: полимерно-газовая изоляция, элегаз, магнитное поле, электрическое поле, электрическая прочность.

Введение

Разрабатываемый токопровод с полимерно-газовой изоляцией применяется для передачи электрической энергии с ветроустановок, где для повышения электрической прочности и сокращения габаритов токопровода используется полимерное покрытие токоведущих элементов, а для снижения потерь электроэнергии применяется основная газовая изоляция [1].

1. Определение анализируемых элементов и областей исследования токопроводов с литой изоляцией

Анализ распределения напряженностей электрического и магнитное поля в данной статье проводится для трех основных элементов токопроводов: прямая секция, угловая и соединительная, представляющая муфтовое соединение.

Областью исследования являются промежутки, являющиеся наиболее опасными местами для возникновения частичных разрядов и повышенных локальных напряженностей поля. Данные промежутки располагаются в толще изоляции вблизи токопроводящей шины, в месте контакта проводника и полупроводящего покрытия, а также на границе раздела сред твердая изоляция – газ.

Режимы работы токопроводов определяются режимами работы электрооборудования, к которому они присоединены, поэтому расчеты напряженности МППЧ и его распределения являются особенно важными [2, 3]. Предельно допустимый уровень напряженности МППЧ при испытаниях на помехоустойчивость технических средств, в том числе цифровых систем управления, расположенных на электрических станциях и подстанциях, составляет 100 А/м [4]. Для оперативно-технического персонала, обслуживающего электрооборудование, установлены следующие предельно допустимые уровни

напряженности МППЧ: 80 А/м при общем воздействии и 800 А/м при локальном воздействии в течение восьмичасового рабочего дня [5]. Рассмотрение уровней напряженности электрического и магнитного поля целесообразны, поскольку данный тип токопроводов имеет непосредственные присоединения на прибрежные распределительные подстанции.

2. Условия для моделирования

Учитывая влияние конфигурации электрического поля в слабо неоднородных электрических полях, расчет газовой изоляции принято выполнять по максимальной напряженности в промежутке.

С увеличением давления элегаза электрическая прочность, которая при атмосферном давлении составляет 8,9 кВ/мм, увеличивается, причем это увеличение происходит практически пропорционально давлению при давлении до 3-4 атмосфер при межэлектродных промежутках до нескольких сантиметров.

При дальнейшем увеличении давления и межэлектродного промежутка рост электрической прочности замедляется. На увеличение нелинейности этой зависимости влияет и рост поверхности электродов.

Отсутствие открытой поверхности электродов повышает пробивное напряжение на 20-30% и приближает его к предельному значению.

Для больших промежутков и наличии насыщения в зависимости электрической прочности от давления коэффициент импульса для коммутационных воздействий составляет около 1,1, а для грозовых – примерно 1,4. С уменьшением промежутка и давления эти коэффициенты также уменьшаются.

Для рассматриваемых условий разрабатываемого токопровода, где давление элегаза не превышает 4 атмосфер, в изоляции отсутствуют открытые участки электродов (кроме соединительных муфт), а расстояние между электродами не превышает несколько миллиметров, электрическая прочность может быть рассчитана [6] согласно формуле (1).

$$E_{пр} = 8{,}9\ P,\ кВ/мм, \qquad (1)$$

где P – давление элегаза.

Расчетная модель токопровода с полимерно-газовой изоляций для передачи мощности от морских ветроустановок состоит из двух основных элементов – линейных секций (ри. 1) и соединительных секций (рис. 2).

Линейные секции включают металлическую токоведущую жилу, основную полимерно-газовую изоляцию, полупроводящий упругий цилиндр, основную герметичную оболочку, а также оконцеватели токоведущих жил, входящие в соединительные секции. Жила залита эпоксидным компаундом. Форма эпоксидной заливки имеет цилиндрическую часть и выступы – ребра, выполняющие роль изоляционных распорок.



Рисунок 1 - Линейная секция токопровод

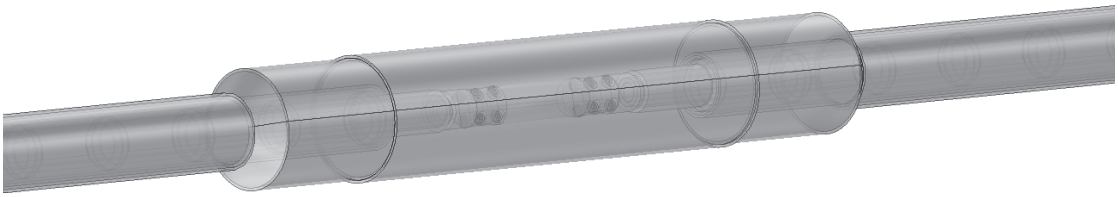


Рисунок 2 - Соединительная секция токопровода

3. Расчет распределения напряженности электрического поля токопроводов для двух типов изоляции

Рассмотрим расчет ЭП для модели токопровода с полимерно-газовой изоляцией напряжением 35 кВ. Целью расчетов является определение распределения ЭП в токопроводе с учетом его геометрии, а также оценка напряженности на его отдельных элементах.

На рисунке 3 построено распределение напряженности ЭП в поперечном сечении линейной части токопровода 35 кВ.

На рисунке 4 построено распределение напряженности электрического поля в местах крепления полимерной изоляции к упругому полупроводящему цилиндру из каучука – там, где отсутствует газовая прослойка.

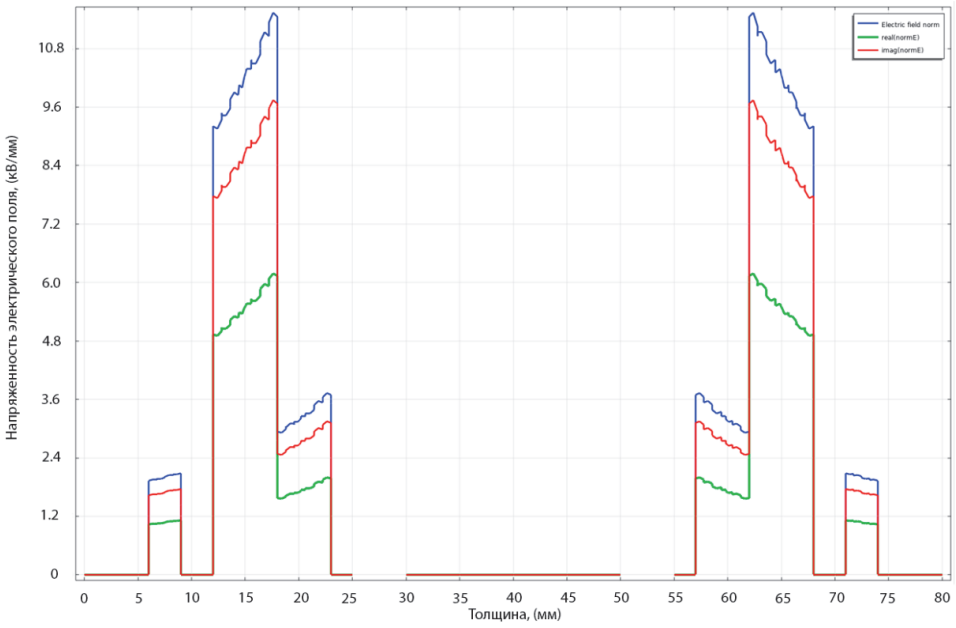


Рисунок 3 – График распределения напряженности ЭП в поперечном сечении линейной части токопровода для момента времени t=0

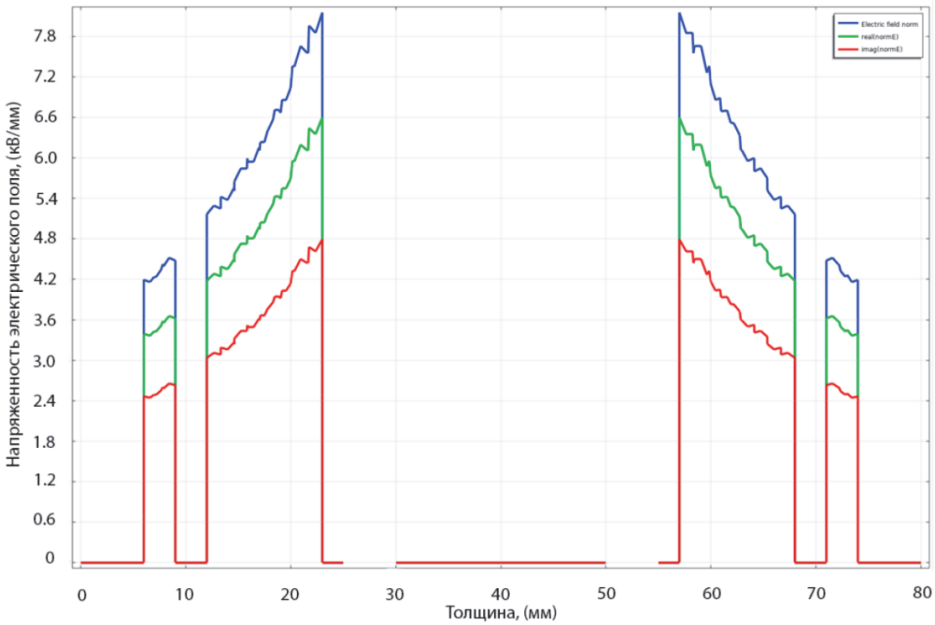


Рисунок 4 – График распределения напряженности ЭП в местах крепления полимерной изоляции к упругому полупроводящему цилиндру из каучука в момент времени t=0

В поперечном сечении линейной части токопровода 35 кВ значения напряженности ЭП достигают $\overrightarrow{E_{norm}} = 7.8$ кВ/мм. Данное значение меньше максимально допустимой напряженности ЭП, которое, как указано выше, составляет $E_{max} = 10 - 13$ кВ/мм.

На рисунке 5 продемонстрирован график одномерного распределения вектора напряженности магнитного поля в рассматриваемом сечении.

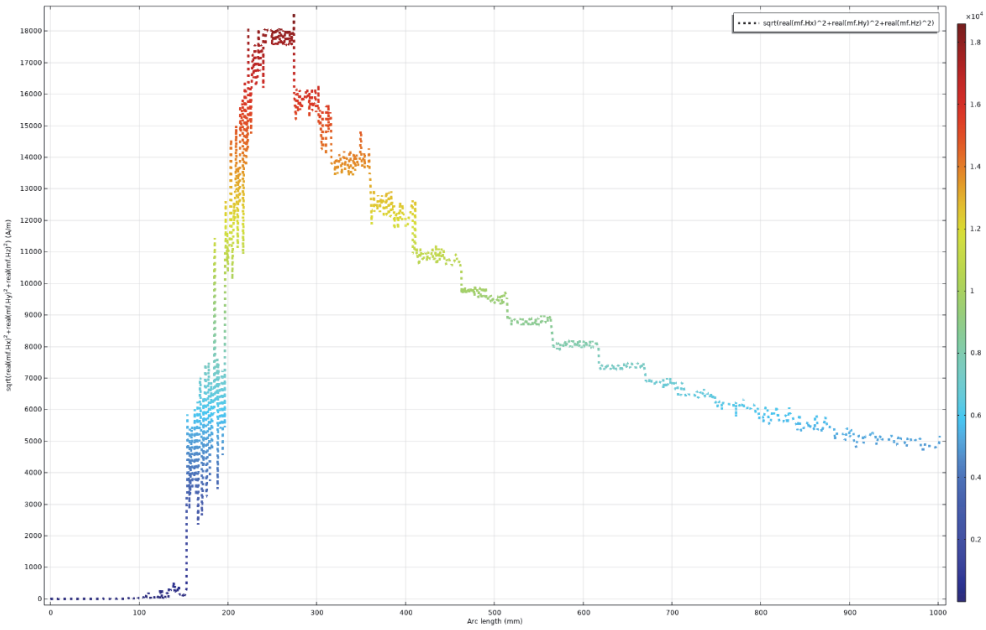


Рисунок 5 - График распределения магнитной напряженности

Напряженность магнитного поля составляет $\overline{H} = [0.5 - 2] \cdot 10^4$ А/м.

Также на графиках продемонстрированы направления векторов магнитной индукции.

Распределение магнитной индукции в срезе конструкции токопровода представлено на рисунке 6. Результаты максимальных величин напряженностей электрического поля для различных сечений элементов токопроводов представлены в таблице 1.

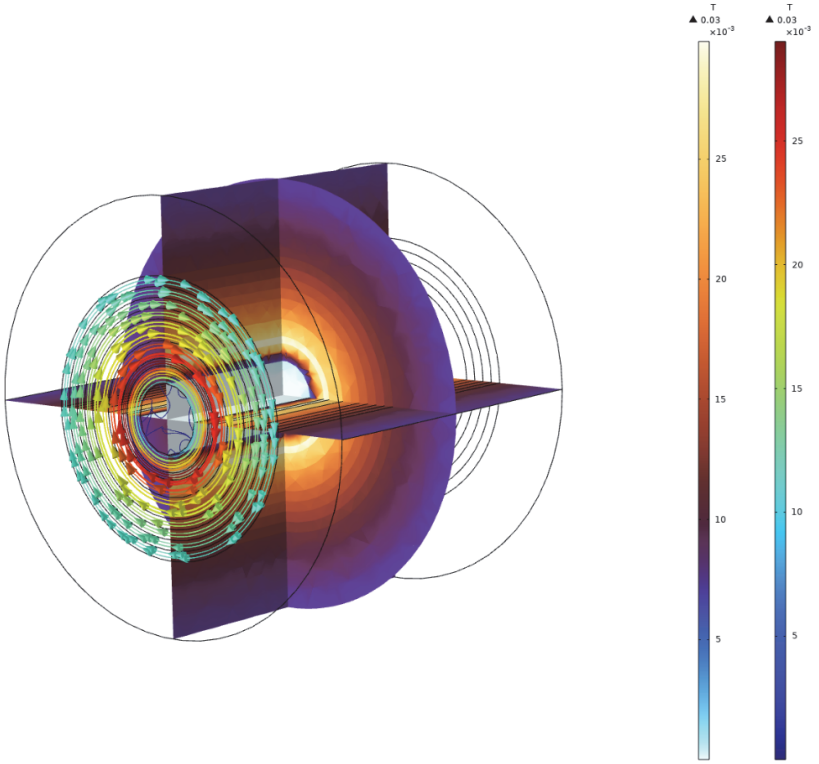


Рисунок 6 - Распределение магнитной индукции в срезе конструкции токопровода в момент максимума напряжения на фазе

Таблица 1 – Результаты максимальных величин напряженностей электрического поля для различных сечений элементов токопроводов

Элемента токопровода	Рассматриваемое поле	Максимальная величина напряженности электрического и магнитного поля А – кВ/мм Б – А/м
Линейная часть	Электрическое	(А) 7.8
	Магнитное внутри корпуса	(Б) $1{,}8 \cdot 10^4$
	Магнитное поле на расстоянии 30 см. от корпуса	(Б) 50
Угловая часть	Электрическое	(А) 10
	Магнитное внутри корпуса	(Б) $2{,}1 \cdot 10^4$
	Магнитное поле на расстоянии 30 см. от корпуса	(Б) 60
Муфта	Электрическое	(А) 11.2
	Магнитное внутри корпуса	(Б) $2{,}2 \cdot 10^4$
	Магнитное поле на расстоянии 30 см. от корпуса	(Б) 96

Заключение

Расчеты напряженности электрического поля в конструкции токопровода с полимерно-газовой изоляцией показали, что напряженность электрического поля в газовой изоляции линейных, соединительных и муфтовых секций, а также в полимерной изоляции не превышает допустимых значений.

По результатам расчетов получена картина распределения магнитной напряженности в трех рассматриваемых частях полимерно-газового токопровода. Установлено, что максимальное значение напряженности магнитного поля составляет $2{,}2 \cdot 10^4$ А/м. Такая высокая напряженность имеет место исключительно на границе токоведущих шин внутри изоляционного компаунда.

Минимальное расстояние, при котором обеспечивается ЭМБ оперативного персонала при общем воздействии в течение восьмичасового рабочего дня (100 А/м), составляет 30 см в непосредственной близости к муфте, 50 см от края линейной секции и около 40 см от границ угловых секций.

Работа выполнялась в рамках Стратегического проекта «Распределенная и возобновляемая энергетика» ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ» программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030».

Список литературы

1. Вариводов В.Н., Ковалев Д.И., Голубев Д.В., Воронкова Е.М. Технические решения по снижению диэлектрических потерь электроэнергии в токопроводах при её передаче от офшорных ветровых электростанций // Электрические станции. 2023. № 1.

2. Vikharev A.P. Method of Calculating the Long-Term Permissible Current of Conductors with Cast Insulation // Power Technol. Eng. 2019. № 53.

3. Piatek Z., Szczegielniak T., Kusiak D., Jabłonski P. Magnetic field of a shielded three-phase busbar system / 16th International Conference on Computational Problems of Electrical Engineering (CPEE), 2015.

4. ГОСТ IEC 61000-6-5-2017. Межгосударственный стандарт. Электромагнитная совместимость (ЭМС). Ч. 6 - 5. Общие стандарты. Помехоустойчивость оборудования, используемого в обстановке электростанции и подстанции.

5. СанПиН 2.2.4.3359-16. Санитарно-эпидемиологические требования к физическим факторам на рабочих местах.

6. Golubev, D.V., Kovalev, D.I., Varivodov, V.N. et al. Electric-Field Distribution in Polymer–Gas Insulated Power Lines for Offshore Electrical Systems. Russ. Electr. Engin. 94, 272–279 (2023). https://doi.org/10.3103/S106837122304003X

FEATURES OF ELECTROMAGNETIC FIELD DISTRIBUTION IN CONDUCTORS WITH POLYMER-GAS INSULATION

D. Golubev[1], D. Kovalev[1], S. Elfimov[1], A. Nesterenko[1], S.Zhulikov

[1]National Research University «Moscow Power Engineering Institute» Moscow, Russia

E-mail: golubev_dmitry@list.ru

The results of studies of the distribution of electric and magnetic fields in a new type of conductor with polymer-gas insulation are presented. To increase the electrical strength and reduce dimensions, a special polymer coating of current-carrying elements was used, and basic gas insulation was used to reduce dielectric losses. A mathematical model was developed and the nature of the change in the electric field strength inside the conductor was determined, and the level of the magnetic field created inside the structure being developed was determined.

Key words: polymer-gas insulation, SF6 gas, magnetic field, electric field, dielectric strength.

УДК 621.36

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ИНДУКЦИОННО-РЕЗИСТИВНОМ НАГРЕВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

М.А. Федин, А.Р. Лепёшкин, А.Б. Кувалдин, С.А. Федина, А.В. Молостова, А.И. Василенко, М.Л. Зотов
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва
E-mail: FedinMA@mpei.ru

В статье рассматриваются вопросы моделирования электромагнитного поля в ферромагнитной стали при нагреве труб в устройствах индукционно-резистивного нагрева с учетом потерь на гистерезис. Разработаны численные методики и проведены расчеты параметров электромагнитного поля в индукционно-резистивных устройствах нагрева с двухслойным индукционно-резистивным нагревателем. Произведена оценка влияния толщины внутреннего медного слоя индукционно-резистивного нагревателя, а также наличия воздушного зазора между слоями на распределение напряженности магнитного поля.
Ключевые слова: индукционно-резистивная система нагрева, ферромагнитная сталь, алгоритм расчета, электромагнитное поле, магнитный гистерезис, напряженность магнитного поля.

В настоящее время индукционно-резистивный нагрев ферромагнитных материалов широко применяется в различных отраслях промышленности для поддержания температуры продукта, обогрева и разогрева различных строительных конструкций, резервуаров и трубопроводов. Индукционный нагрев ферромагнитных материалов обладает рядом особенностей, к которым относятся относительно небольшие значения напряженности магнитного поля (нагрев в слабых электромагнитных полях с напряженностью до 5 кА/м) и удельные поверхностные мощности, заметный вклад перемагничивания (гистерезиса) в активную мощность, выделяющуюся в нагреваемом изделии при индукционном нагреве.

На рис. 1 представлен эскиз устройства индукционно-резистивного нагрева со стержневым индуктором для промышленных трубопроводов. Индукционно-резистивный нагреватель представляет собой трубку *1* из низкоуглеродистой стали, внутри которой располагается специальный проводник – индукционно-резистивный проводник *2* из немагнитного материала (меди или алюминия), покрытого электроизоляцией *3*. Проводник в конце плеча обогрева надежно соединяется со стальной трубкой, а в начале плеча между трубкой и проводником подается переменное напряжение, величина которого рассчитывается исходя из необходимого тепловыделения и длины участка обогрева [1, 2].

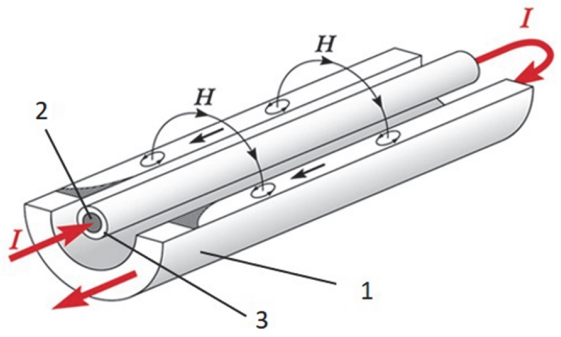


Рис. 1. Конструкция устройства индукционно-резистивного нагрева:
1 – ферромагнитная труба; *2* – стержневой индуктор; *3* – электроизоляция

На сегодняшний день для нагрева ферромагнитных материалов используются индукционно-резистивные нагреватели различного конструктивного исполнения, например, закрытые, открытые, многослойные, гибкие системы и др. Конкретное конструктивное исполнение индукционно-резистивного нагревателя и используемые в его конструкции материалы оказывают существенное влияние на параметры электромагнитного поля (ЭМП) как в стержневом индукторе, так и в ферромагнитной трубе. Распределение параметров ЭМП (напряженность магнитного и электрического полей, вектор Пойнтинга) определяет интегральные электрические и энергетические характеристики всего устройства индукционно-резистивного нагрева, а поэтому должно определяться на этапе проектирования этих устройств.

Моделирование ЭМП закрытой конструкции индукционно-резистивной системы нагрева (ИРСН) приводятся в [3].

В статье рассматривается исследование ЭМП на примерах индукционно-резистивных нагревателей с биметаллическим индукционно-резистивным нагревателем, выполненным из различных материалов. Так как в конструкциях таких устройств используются материалы с различными магнитными свойствами, это сильно влияет на распределение параметров ЭМП.

Рассмотрим модель, основанную на электрической схеме замещения, применительно к ферромагнитной трубе внутренним диаметром d и толщиной δ, по которой протекает ток I частотой f. В качестве примера принято разбиение стенки трубы по толщине на 4 слоя (в общем случае – на n слоев). При этом принято, что ток в каждом слое протекает в его середине. Заданы удельное электрическое сопротивление материала трубы ρ, основная кривая намагничивания $B(H)$ и зависимость объемных потерь на гистерезис $w_г$ от H и f [4].

При расчете принимается ряд допущений, в том числе:

1. Стенка трубы считается плоской, так как глубина проникновения электромагнитной волны в материал трубы много меньше радиуса нагреваемой трубы.

2. Магнитная индукция B и напряженность магнитного поля H изменяются во времени по синусоидальному закону.

3. Относительная магнитная проницаемость μ по толщине стенки трубы постоянна во времени и равна значению, соответствующему действующему значению напряженности магнитного поля в данной точке.

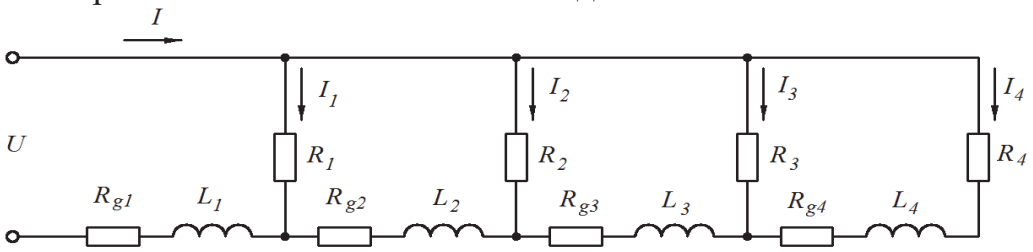


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема замещения для расчета параметров ЭМП в биметаллической трубе для устройств индукционно-резистивного нагрева

В схеме используются следующие обозначения: U – напряжение питания; I_i - токи слоев; R_i – активные сопротивления слоев, учитывающие потери из-за

индуцированных токов; L_i – собственные индуктивности слоев; $R_{гi}$ – активные сопротивления слоев, учитывающие потери на гистерезис; i – номер слоя.

Алгоритм расчета позволяет учесть наличие нескольких слоев в конструкции индукционно-резистивного нагревателя, а материалы этих слоев могут быть ферромагнитными или не обладать ферромагнитными свойствами. В практике часто встречаются случаи, когда внешний слой устройства выполнен из конструкционной ферромагнитной стали, а внутренний - из меди, либо оба слоя выполнены из ферромагнитных материалов с различными свойствами. Для этих вариантов внутренний и внешний слои разбиваются на элементарные слои, количество которых составляет n_1 и n_2 соответственно. Общее количество разбиений двухслойного устройства равно $n = n_1 + n_2$, при этом количество слоев может быть и большим.

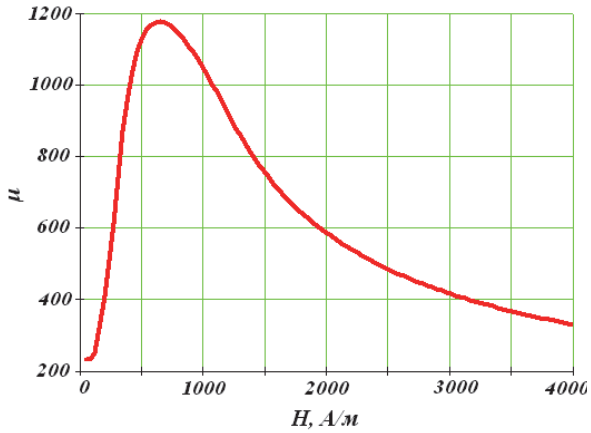


Рис. 3. Зависимость относительной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля для стали 10

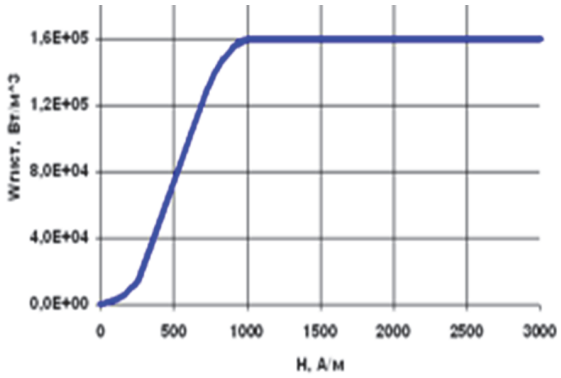


Рис. 4. Зависимость объёмных потерь на гистерезис от напряженности магнитного поля

Для каждого слоя устройства рассчитываются собственные активные сопротивления R_i и индуктивности L_i, а также активные сопротивления Rgi, учитывающие выделение мощности за счет гистерезиса. Значения Rgi равны 0 для слоя немагнитного материала. Расчеты проводятся в соответствии с электрофизическими (рис. 3, 4) и геометрическими свойствами материала каждого слоя многослойного индукционно-резистивного нагревателя [3, 4].

Необходимо отметить, что задача расчета параметров ЭМП в двухслойной стенке трубы решается итерационным методом. Алгоритм численного расчета электромагнитного поля в ферромагнитной трубе содержит два итерационных цикла: внутренний цикл учитывает нелинейную зависимость относительной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля (рис. 3), внешний цикл учитывает нелинейную зависимость удельных объемных потерь на гистерезис от напряженности магнитного поля (рис. 4) [4].

Авторами были разработаны и запатентованы программы расчёта, позволяющие учитывать нелинейные свойства различных материалов, использующихся в конструкции устройства индукционно-резистивного нагрева.

С использованием программы было произведено исследование параметров ЭМП в устройствах индукционно-резистивного нагрева с двухслойной трубой, состоящей из внутреннего медного слоя или слоя из стали одной марки, а также наружного слоя из стали другой марки, разделённых между собой воздушным зазором (рис. 5). При исследовании были приняты следующие исходные данные: частота тока – 50 Гц, сечение индуктора (центрального проводника) – 10 мм^2, толщина воздушного зазора между индуктором и трубой 4,5 мм, толщина внутреннего медного слоя 0,5 мм, толщина наружного ферромагнитного (сталь 10) слоя 1 мм, наружный диаметр двухслойной трубы d_5=15,6 мм

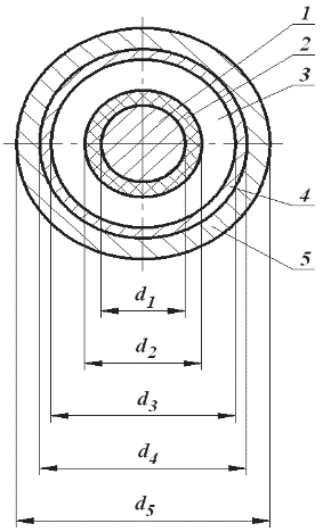


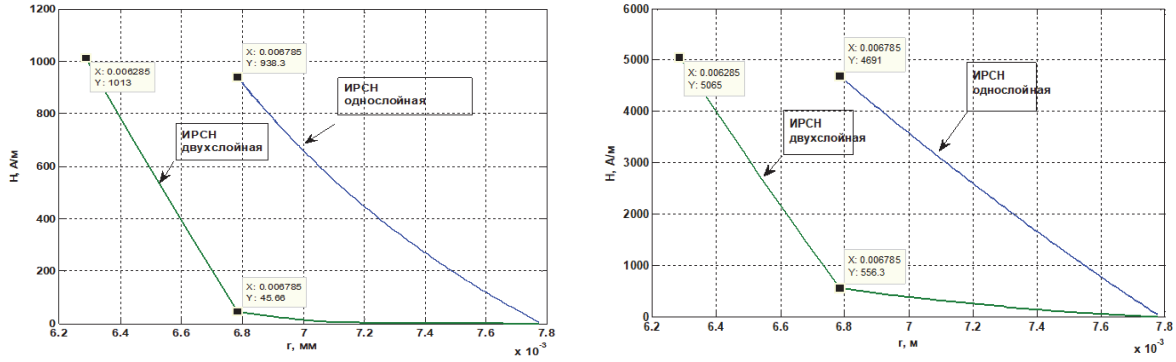
Рис. 5. Поперечный разрез индукционно-резистивного нагревателя: *1* - индуктор; *2* -электроизоляция; *3* - воздушный зазор; *4* – внутренний слой; *5* – внешний слой

На рис. 6 представлены распределения напряженности магнитного поля по толщине стенки двухслойной трубы ИРСН с внутренним медным слоем, а также для случая однослойной трубы при тех же исходных данных без медного слоя при различном значении тока стержневого индуктора. Характер приведенных на рис. 6 распределений, а также нелинейная зависимость относительной магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля (рис. 3) приводят к снижению линейного падения напряжения на поверхности трубы $U_{пов}$, что особенно важно при эксплуатации таких устройств нагрева [1]. При токе индуктора 40 А для принятых прочих исходных данных напряженность магнитного поля H на внутренней поверхности стального слоя оказывается незначительной (H=46 А/м), поэтому $U_{пов}$ оказывается малым даже при небольших значениях относительной магнитной проницаемости. При токах индуктора 100 А и выше (до 200 А) H на внутренней поверхности существенно увеличивается и составляет 223 А/м и 556 А/м при токе 200 А (рис. 6), что соответствует значениям относительной магнитной проницаемости от 550 до 1200 (рис. 3). Именно этим объясняется тот факт, что при значительных токах индуктора $U_{пов}$ для индукционно-резистивных устройств с медным слоем также незначительно (поскольку увеличение μ приводит к снижению глубины проникновения электромагнитной волны в ферромагнитную сталь).

Было установлено, что чем больше значение относительной магнитной проницаемости (μ), тем более эффективной является система в эксплуатации. Распределение напряженности влияет на потенциал на поверхности трубы, и использование шунта (внутреннего медного слоя) позволяет уменьшить этот потенциал, делая систему более безопасной, особенно во взрывоопасных средах, где применяются такие системы нагрева.

Таким образом, результаты исследования имеют практическое значение для понимания и управления процессами, связанными с индуктивностью и магнитной проницаемостью внутренних и внешних труб. Они подтверждают эффективность использования медных шунтов для улучшения работы системы и обеспечения безопасности во взрывоопасных средах.

При замене внутренней медной трубы на стальную ферромагнитную распределение напряженности магнитного поля по слоям индукционно-резистивного нагревателя становится более нелинейным. Так на рис. 7 представлены распределения напряженности магнитного поля по слоям двух труб, разделенных воздушным зазором, в зависимости от тока индуктора при следующих исходных данных (рис. 5): труба 12х1 (сталь 10) расположена внутри трубы 18х1,5 (сталь 10), частота тока – 50 Гц, сечение индуктора – 10 мм^2.



а *б*

Рис. 6. Распределение напряженности магнитного поля в двухслойной и однослойной трубах ИРСН при различном токе индуктора:
а – 40 А, *б* – 200 А

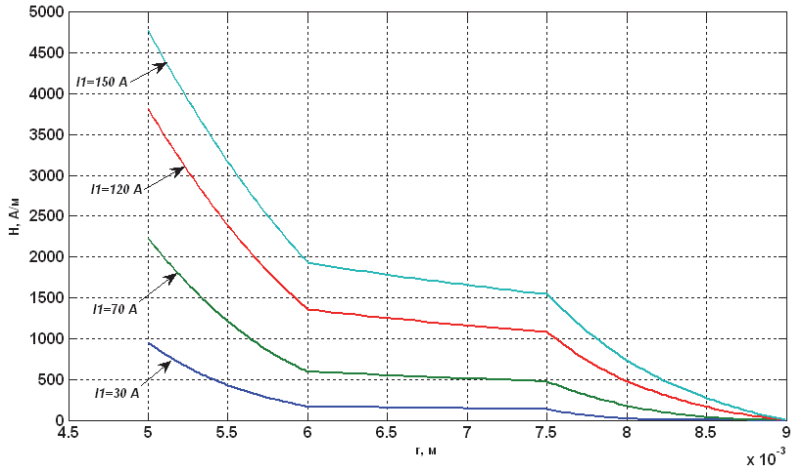


Рис. 7. Распределение напряженности магнитного поля по слоям двух труб в зависимости от тока индуктора

Исследования показали, что наличие воздушного зазора между двумя ферромагнитными трубами приводят к снижению $U_{пов}$ примерно на 20 %, что объясняется дополнительным снижением напряженности магнитного поля в воздушном зазоре.

Комбинируя толщины слоев, их материалы, обладающие различным видом зависимости μ(H), а также величину воздушного зазора, можно получить

индукционно-резистивное устройство с минимальным значением линейного падения напряжения на поверхности наружной трубы благодаря тому, что каждый слой в отдельности будет находиться в области изменения H, для которой значения μ будут наибольшими в соответствии с кривой μ(H), а значит плотность электрического тока на поверхности наружной трубы в этом случае окажется наименьшей.

Дальнейшие исследования в этой области могут привести к разработке более эффективных и безопасных систем на основе использования биметаллических индукционно-резистивных нагревателей.

Работа выполнена в рамках проекта «Разработка цифрового двойника и электрооборудования электротехнологической системы промышленного обогрева нового поколения в нефтегазовой отрасли» при поддержке гранта НИУ «МЭИ» на реализацию программы научных исследований «Приоритет 2030: Технологии будущего» на 2022 – 2024 гг.».

Список литературы

1. Проектирование и эксплуатация систем электрического обогрева в нефтегазовой отрасли / М.Л. Струпинский, Н.Н. Хренков, А.Б. Кувалдин. – 2-е изд. – Москва; Вологда: Инфра-Инженерия, 2023.
2. Теория индукционного нагрева: В 2 ч. Ч. 1: Основные характеристики и расчет параметров электромагнитного поля / А.Б. Кувалдин, М.А. Федин. – М.: Издательство МЭИ, 2018.
3. Родигин Н.М. Индукционный нагрев стальных изделий токами нормальной частоты - Свердловск ; Москва : Изд. и тип. Металлургиздата в Свердловске, 1950. - 248 с.
4. Струпинский М. Л., Хренков Н. Н., Шатов В. А. Математические модели для исследования электромагнитного поля в ферромагнитных проводящих средах // Электричество. – 2005. – №11. – С. 56 – 61.
5. Симметрирование токов и напряжений на действующих тяговых подстанциях переменного тока // Бородулин Б.М.– Вестн. ВНИИЖТ. 2003. № 2.
6. Низкотемпературный электронагрев. / Альтгаузен А.П., Гутман М.Б., Малышев С.А. и др.// Под ред. А. Д. Свенчанского. М.: Энергия, 1978. – 208 с.

INVESTIGATION OF ELECTROMAGNETIC FIELD PARAMETERS DURING INDUCTION-RESISTIVE HEATING OF FERROMAGNETIC MATERIALS

M.A. Fedin, A.R. Lepeshkin, A.B. Kuvaldin, S.A. Fedina,
A.V. Molostova, A.I. Vasilenko, M.L. Zotov
National research university «MPEI», Moscow
E-mail: FedinMA@mpei.ru

The article discusses the issues of modeling the electromagnetic field in ferromagnetic steel when heating pipes in induction-resistive heating devices, taking into account hysteresis losses. Numerical methods have been developed and calculations of electromagnetic field parameters in induction-resistive heating devices with a two-layer induction-resistive heater have been carried out. An assessment was made of the influence of the thickness of the internal copper layer of the induction-resistive heater, as well as the presence of an air gap between the layers on the distribution of magnetic field strength.
Keywords: induction-resistive heating system, ferromagnetic steel, calculation algorithm, electromagnetic field, magnetic hysteresis, magnetic field strength.

УДК 537.86

УДВОИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ПЛАНАРНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ METGLAS/LANGATATE/METGLAS

Л.Ю.Фетисов, Д.В. Савельев, Ф.А. Федулов, Д.В. Чашин, В.И. Мусатов, Ю.К. Фетисов
МИРЭА - Российский технологический университет, Москва, Россия
E-mail: fetisov@mirea.ru

Изготовлен и исследован резонансный удвоитель частоты, использующий нелинейный магнитоэлектрический эффект в композитной гетероструктуре Metglas/Langatate/Metglas. Структура генерировала электрическое напряжение на частоте акустического резонанса 86.4 кГц при воздействии на нее магнитного поля с половинной частотой. Продемонстрировано управление эффективностью удвоения с помощью дополнительного магнитного поля смещения. При поле 2 Э и оптимальном сопротивлении нагрузки 0.8 кОм коэффициент преобразования удвоителя по мощности составлял ~1%.

Ключевые слова: удвоитель частоты, магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэлектричество

Введение

Магнитоэлектрические эффекты (МЭ) в композитных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, реализуют взаимное преобразование магнитных и электрических полей и в настоящее время широко применяются для создания датчиков магнитных полей и различных управляемых устройств преобразования сигналов, таких как индукторы, гираторы, трансформаторы [1]. Эффекты возникают в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэлектричества ПЭ слоя из-за механической связи слоев. Нелинейная зависимость магнитострикции ФМ слоя от магнитного поля $\lambda(H)$ приводит к нелинейности МЭ эффектов и позволяет использовать такие гетероструктуры для создания различных нелинейных устройств электроники. В настоящей работе изготовлен и исследован МЭ резонансный удвоитель частоты низкочастотных сигналов.

1. Конструкция удвоителя частоты

Конструкция МЭ удвоителя частоты схематически показана на рис. 1. Основным элементом удвоителя являлась композитная планарная гетероструктура, содержащая ПЭ слой, расположенный между двумя ФМ слоями. ПЭ слой структуры изготовлен из монокристалла лангатата X-среза состава $La_3Ga_{5.5}Ta_{0.5}O_{14}$ (LGT), выращенного методом Чохральского (FOMOS-Materials, Москва, Россия) [2]. Слой имел размеры в плоскости 30 мм × 7 мм и толщину a_p = 0.5 мм. На поверхности слоя методом магнетронного напыления нанесены Ti-Pt электроды толщиной 0.5 мкм. Пьезомодуль и диэлектрическая проницаемости LGT-слоя равнялись $d_{11} \approx 6.5$ пК/Н и $\varepsilon_{11} \approx 18.3$, соответственно. В качестве ФМ слоев использовали ленты аморфного ферромагнитного сплава состава FeBSiC (Metglas 2605SA1, Metglas Co, США), которые имели размеры в плоскости 30 мм × 7 мм,

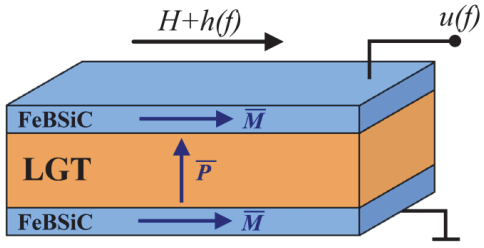


Рисунок 1 - Схематическое изображение гетероструктуры. Стрелки указывают направления поляризации ПЭ слоя и намагниченности ФМ слоев

толщину a_m = 25 мкм и магнитострикцию насыщения $\lambda_S \approx 27\cdot10^{-6}$ в поле насыщения H_S ~ 50 Э. Слои структуры были соединены методом пайки с помощью низкотемпературного припоя. Структуру помещали внутрь электромагнитной катушки (на рис.1не показана), создающей гармоническое магнитное поле $h\cos(2\pi f_1 t)$ с амплитудой h = 0 – 10 Э и частотой f = 0.1-100 кГц, подключённой к генератору Agilent 33210A. Постоянное магнитное поле смещения H = 0-100 Э создавали с помощью катушек Гельмгольца, которые питали от источника тока TDK Lambda GENH-600-1.3. Генерируемое структурой напряжение $u(t)$ регистрировали с помощью осциллографа Tektronix TDS3032B.

2. Характеристики удвоителя частоты

Вначале были измерены характеристики линейного МЭ эффекта в описанной гетероструктуре. На рис.2 приведена зависимость амплитуды $u(f)$ генерируемого структурой напряжения от частоты f возбуждающего магнитного поля с малой амплитудой h_1 = 0.5 Э. Кривая измерена при постоянном поле смещения H_m = 5 Э, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента $q = \partial\lambda/\partial H$ магнитного слоя. Вблизи частоты $f_0 \approx 84.6$ кГц на зависимости виден пик с амплитудой $u_1 \approx 2.8$ В и добротностью $Q_1 = f_r / \Delta f \approx 2563$, где Δf –ширина кривой на уровне 0.71. Резонанс соответствует возбуждению в структуре планарных продольных акустических колебаний. Расчёт резонансной частоты при значениях механических параметров слоев, соответствующих эксперименту, дал значение $f_{cal} \approx 81$ кГц, хорошо совпадающее с измеренным. Отметим, что частота генерируемого структурой напряжения была равна частоте возбуждающего магнитного поля, а амплитуда пика линейно зависела от амплитуды возбуждающего поля. Рассчитанный коэффициент линейного МЭ преобразования равнялся $\alpha_E^{(1)} = u_1/(a_p h_1) \approx 110$ В/(Э·см).

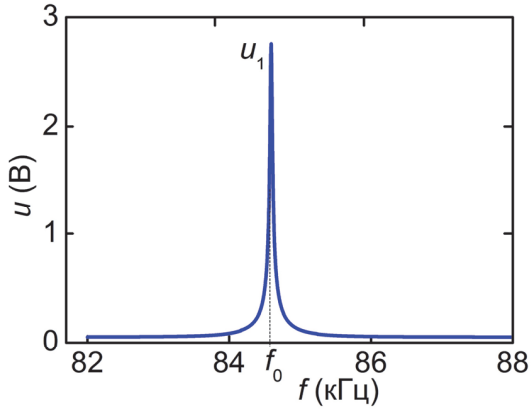
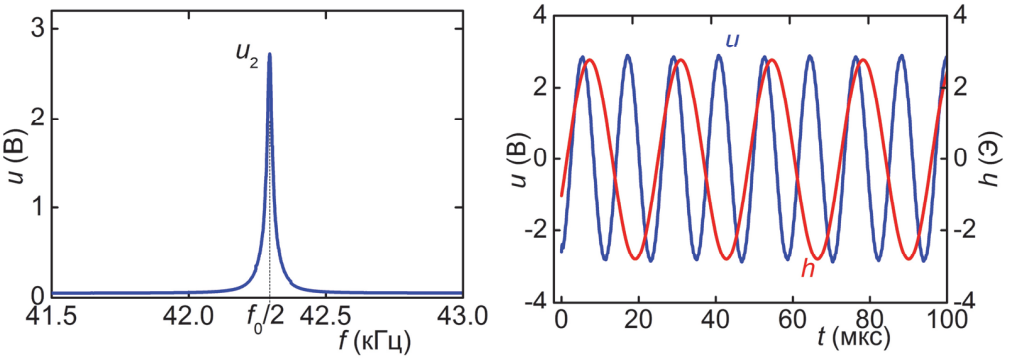


Рисунок 2 -Зависимость напряжения u, генерируемого структурой, от частоты возбуждающего магнитного поля f в линейном режиме при h=0.5 Э, H=5 Э

Затем были измерены характеристики нелинейного МЭ эффекта в гетероструктуре. На рис. 3а приведена зависимость амплитуды $u(f)$ генерируемого структурой напряжения от частоты f возбуждающего поля с амплитудой h_2 = 2.75 Э, измеренная при поле H = 2 Э. В этом случае на зависимости наблюдали пик с амплитудой $u_2 \approx 2.7$ В и добротностью

$Q_2 \approx 2820$ вблизи частоты возбуждающего поля $f_0/2 = 42.3$ кГц. Частота генерируемого структурой напряжения в этом случае в 2 раза превышала частоту возбуждающего поля и была равна резонансной частоте структуры f_0, что соответствует нелинейному МЭ эффекту удвоения частоты. В качестве подтверждения на рис. 3б приведены осциллограммы возбуждающего переменного магнитного поля $h(t)$ и генерируемого структурой МЭ напряжения $u(t)$. Рассчитанный коэффициент нелинейного МЭ преобразования составлял $\alpha_E^{(2)} = u_2/(a_p h_2^2) \approx 7.1$ В/(Э^2·см). Эффективность удвоения частоты превышала эффективность удвоения в структурах со слоями из пьезокерамики ~4.5 В/(Э^2·см) [3].



(а) (б)

Рисунок 3 - (а) Зависимость напряжения u, генерируемого структурой, от частоты возбуждающего магнитного поля f при h_2=2.75 Э и H=2 Э в нелинейном режиме. (б) Зависимости возбуждающего поля $h(t)$ и МЭ напряжения $u(t)$ от времени.

На заключительном этапе были измерены зависимости характеристик удвоителя частоты от управляющего поля H и сопротивления нагрузки R_L. На рис.4а приведена зависимость амплитуды второй гармоники u_2 от постоянного поля при h_2=2.75 Э. Видно, что u_2 максимально в слабом поле H=2 Э, затем падает и проходит через минимум, после этого вновь растёт, проходит через локальный максимум при $H \approx 10$ Ое и далее монотонно стремится к нулю с увеличением H по мере насыщения ФМ слоя. Форма кривой повторяет полевую зависимость нелинейного пьезомагнитного коэффициента [3]. Рисунок 3б демонстрирует возможность управления эффективностью удвоения частоты с помощью слабого магнитного поля. Показано также, что амплитуда второй гармоники квадратично растет с увеличением амплитуды возбуждающего магнитного поля, $u_2 \sim h^2$, что типично для нелинейных процессов различной физической природы.

Исследованы зависимости характеристик удвоителя от сопротивления активной нагрузки R_L, которое изменяли в диапазоне от 56 Ом до 1 МОм. На рис. 4б приведена зависимость $u_2(R_L)$ при поле $H_m = 2$ Ое, соответствующем максимуму напряжения 2-й гармоники. Видно, что с увеличением нагрузки напряжение u_2 нелинейно растет от ~0.04 В при R_L=0.056 кОм до 2.3 В при $R_L \sim 1$ МОм. На том же графике показана зависимость выходной мощности P_2 от сопротивления нагрузки R_L. Максимальная мощность на выходе удвоителя составляла $P_2 = 54$ мкВт при $R_L = 0.78$ кОм. Коэффициент преобразования по мощности для описанного удвоителя

частоты при максимальной выходной мощности достигал $\eta = (P_2 / P_1)100\% \approx 1\%$, где P_1 –входная мощность, подаваемая на электромагнитную катушку. Коэффициент преобразования удвоителя можно повысить, совершенствуя технологию изготовления гетероструктуры и оптимизируя конструкцию возбуждающей катушки.

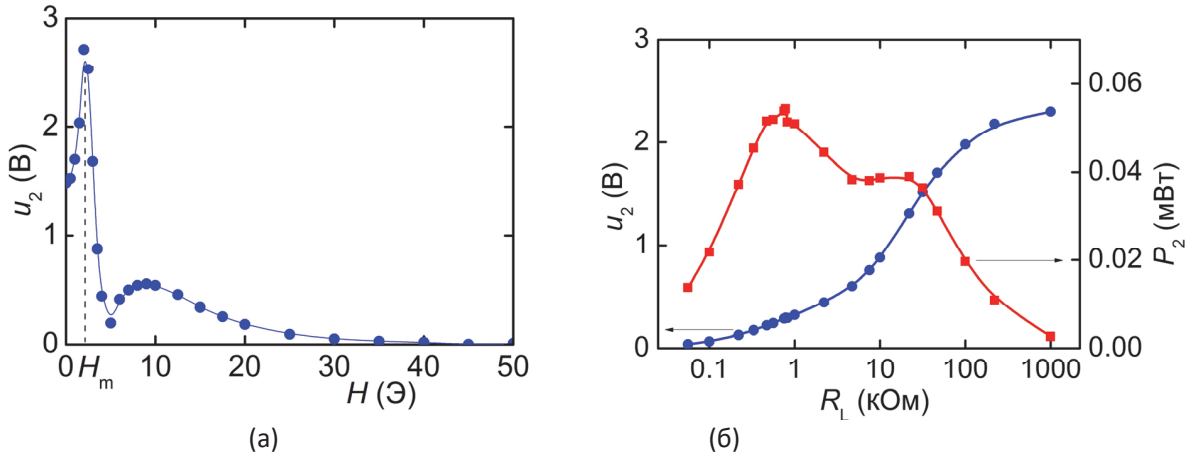


Рисунок 4 - (а) Зависимость амплитуды второй гармоники на выходе удвоителя u_2 от управляющего магнитного поля H. (б) Зависимости напряжения u_2 и мощности P_2 на выходе удвоителя от сопротивления активной нагрузки R_L

Заключение

Таким образом, в работе изготовлен и исследован МЭ удвоитель частоты резонансного типа на основе слоистой композитной гетероструктуры Metglas/Langatate/Metglas. В удвоителе использован нелинейный МЭ эффект удвоения частоты генерируемого напряжения, возникающий из-за нелинейной зависимости магнитострикции слоев структуры от магнитного поля. На частоте акустического резонанса структуры ~86 кГц при оптимальном сопротивлении нагрузки R_L = 0.78 кОм и управляющем постоянном поле 2 Э выходная мощность сигнала второй гармоники достигала ~ 54 мкВт а эффективность преобразования по мощности составляла ~1%.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 22-29-01093.

Список литературы

1. Chu Z., PourhosseiniAsl M., Dong S. Review of multilayered magnetoelectric composite materials and devices applications // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 243001.

2. Сайт компании: ФОМОС Материалс: https://en.newpiezo.com/knowledge_base/1/langatate/

3. Burdin, D.A., Chashin, D.V., Ekonomov, N.A., Fetisov, L.Y., Fetisov, Y.K., Sreenivasulu, G., Srinivasan, G. Nonlinear magneto-electric effects in ferromagnetic-piezoelectric composites. // J. Magn. Mag. Mat. 2014. V. 358. P. 98-104.

FREQUENCY DOUBLER BASED ON NONLINEAR MAGNETOELECTRIC EFFECT IN PLANAR HETEROSTRUCTURE METGLAS/LANGATATE/METGLAS

L.Y. Fetisov, D.V. Savelev, F.A. Fedulov, D.V. Chashin, V.I. Musatov, Y.K. Fetisov
MIREA – Russian Technological University, Moscow, Russia
E-*mail:fetisov@mirea.ru*

A resonant frequency doubler based on the nonlinear magnetoelectric effect in a Metglas/Langatate/Metglas composite heterostructure is manufactured and studied. The structure generated an electrical voltage at an acoustic resonance frequency of 86.4 kHz when exposed to a half-frequency magnetic field. Control of the doubling efficiency using an additional magnetic bias field is demonstrated. With a field of 2 Oe and a load resistance of 0.8 kOhm, the doubler conversion coefficient was ~1%, and the specific power reached ~0.5 mW/cm^3.

Key words: frequency doubler, magnetoelectric effect, magnetostriction, piezoelectricity.

УДК 621.396.67

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ «ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР - ПОЛЫЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР»

Л.В. Алексейчик[1], Н.А. Черкасов[2]
[1]ФГБОУ ВО «Московский энергетический институт», Москва, Россия
[2]ФГБОУ ВО «Московский технический университет связи и информатики» Москва, Россия
E - mail: AlexeychikLV@mpei.ru

В работе рассматриваются вопросы моделирования собственных колебаний системы диэлектрический резонатор-полый цилиндрический резонатор, служащей звеном полосно-заграждающего фильтра L-диапазона длин волн. Предложена модель собственных типов колебаний ДР в цилиндрическом экране на основе метода частичных областей. При подключении системы к линии передачи получены аналитические выражения матрицы рассеяния однозвенного фильтра. Отмечены особенности частотных характеристик данной системы.
Ключевые слова: Диэлектрический резонатор, микроволновые фильтры, цилиндрические резонаторы, метод частичных областей, СВЧ линии передачи.

Введение

Проблема электромагнитной совместимости средств связи и навигации СВЧ решается с помощью разнообразных конструкций СВЧ фильтров, включая применение фильтров, выполненных на диэлектрических резонаторах (ДР), изготовленных из высокодобротных диэлектрических материалов с повышенными значениями диэлектрической проницаемости и термостабильности [1,2].

В настоящей работе рассмотрены вопросы моделирования звена полосно-заграждающвпо фильтра (ПЗФ), выполненного на системе диэлектрический резонатор-полый цилиндрический резонатор (ДР-ЦР). Новый подход к моделированию состоял в использовании упрощенной модели собственных колебаний ДР в осесимметричном экране и применения аналитических решений для получения матрицы рассеяния звена ПЗФ и всех его электрических характеристик, включая АЧХ, ФЧХ, КСВН и ГВЗ.

Диэлектрический резонатор (ДР) – диэлектрическое тело, изготовленное из материала с высоким значением диэлектрической проницаемости по сравнению с диэлектрической проницаемостью окружающей среды. Принцип работы ДР основан на явлении «полного внутреннего отражения». Благодаря этому он имеет возможность накапливать электромагнитную энергию. Металлические стенки конструкций СВЧ фильтров, как правило, обеспечивают экранирование ДР для исключения излучения в пространство. С целью уменьшения влияния потерь целесообразно использование осесимметричных цилиндрических конструкций ЦР, внутри которых установлены ДР, выполненные из высокопроницаемых и высокодобротных керамик, имеющих величину $Q_0 * f_0$ не менее 50000, где Q_0 – собственная добротность, а f_0 – резонансная частота. Относительная диэлектрическая проницаемость подобных керамик составляет значения

в диапазоне от 30 до 81, а термостабильность сравнима с термостабильностью инвара [1,2].

Рабочий тип колебаний диэлектрического резонатора в цилиндрическом экране

В качестве модели расчета собственных типов колебаний ДР в цилиндрическом экране в нем выделены три области по методу частичных областей [1]: первая область – вакуум, вторая область – диэлектрический резонатор, а третья область – диэлектрическая подставка. Следует отметить, что все области ограничены цилиндрической магнитной стенкой, а торцы представлены электрическими стенками. На рис.1 изображена предложенная модель конструкции.

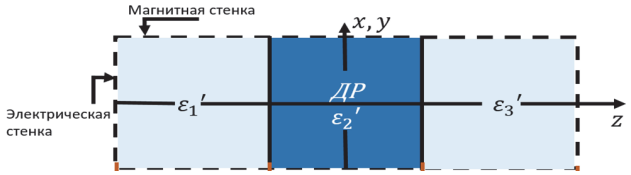


Рисунок 1 – Расчетная модель системы ЦР-ДП-ДР.

На рис.1 заданы диэлектрические проницаемости: ε_1 – области 1 (вакуум), ε_2 – области 2 (ДР) и ε_3 – цилиндрической подставки (ДП).

В областях 1 и 3 функции распределения электромагнитного поля имеют вид гиперболического синуса, а в области 2 вид косинуса со смещением положения максимума.

$$f_1(z) = a_1 sh\left(\xi_1\left(z + l_1 + \frac{l_2}{2}\right)\right), м \quad (1)$$

$$f_2(z) = -a_2 \cos\left(\xi_2(z - \Delta)\right), м \quad (2)$$

$$f_3(z) = a_3 sh\left(\xi_3\left(z - l_3 - \frac{l_2}{2}\right)\right), м \quad (3)$$

где a_1,a_2,a_3 – амплитудные коэффициенты функций, ξ_1,ξ_2,ξ_3 – волновые числа, l_1,l_2,l_3 – размеры областей, Δ – смещение максимума функции относительно центра координат. На границах областей 1 – 2 и 2 - 3 должны выполняться граничные условия (ГУ) для функций:

- ГУ в точке z= $-l_2/2$.

$$\begin{cases} f_1(z) = a_1 sh\left(\xi_1(l_1)\right) \\ f_2(z) = a_2 \cos\left(\xi_2\left(\frac{l_2}{2} + \Delta\right)\right) \end{cases} \quad (4)$$

- ГУ в точке z= $l_2/2$.

$$\begin{cases} f_2(z) = a_2 \cos\left(\xi_2\left(\frac{l_2}{2} + \Delta\right)\right) \\ f_3(z) = a_3 sh\left(\xi_3(l_3)\right) \end{cases} \quad (5)$$

и ГУ для производных:

$$f_1(z) = a_1 sh\left(\xi_1(l_1)\right), м \tag{6}$$

$$f_2(z) = a_2 \cos\left(\xi_2\left(\frac{l_2}{2} + \Delta\right)\right), м \tag{7}$$

$$f_3(z) = a_3 sh\left(\xi_3(l_3)\right), м \tag{8}$$

Выполнение граничных условий и «сшивание» полей на границах соседних областей приводит к системе трансцендентных уравнений вида:

$$\begin{cases} \left(\xi_1/\pi\right)^2 = \left(\alpha_{01}/\pi a\right)^2 \varepsilon_1 - \left(2/\lambda_P\right) \\ \left(\xi_2/\pi\right)^2 = \left(2/\lambda_P\right)\varepsilon_2 - \left(\alpha_{01}/\pi a\right)^2 \\ \left(\xi_3/\pi\right)^2 = \left(\alpha_{01}/\pi a\right)^2 \varepsilon_3 - \left(2/\lambda_P\right) \\ \xi_1 cth\left(\xi_1(l_1)\right) = \xi_2 tg\left(\xi_2\left(\frac{l_2}{2} + \Delta\right)\right) \\ \xi_3 cth\left(\xi_3(-l_3)\right) = \xi_2 tg\left(\xi_2\left(\frac{l_2}{2} - \Delta\right)\right) \end{cases} \tag{9}$$

Решение дисперсионных трансцендентных уравнений (9) производится численно. Вычисление сводится к последовательным приближениям для длин волн от $d\sqrt{\varepsilon}$ до того, пока равенства $\xi_1 cth(\xi_1 l_1) = \xi_2 tg(\Delta\xi_2 + \xi_2(-l_2/2))$ и $\xi_3 cth(-\xi_1 l_1) = \xi_2 tg(\Delta\xi_2 + \xi_2(-l_2/2))$ не выполнятся с допустимой погрешностью.

В результате решения системы уравнений были получены значения резонансных длин волн (резонансные частоты) системы, представленные в таблице 1.

Таблица 1 – Параметры дисперсионного уравнения

Диэлектрическая проницаемость ДР	**Волновое число области 1, 1/мм**	**Волновое число области 2, 1/мм**	**Волновое число области 3, 1/мм**	**Резонансная длина волны, мм**
$\xi_{21}=10$	$\xi_1=0.1017$	$\xi_2=0.1144$	$\xi_3=0.1479$	$\lambda_P=101$
$\xi_{22}=45$	$\xi_1=0.1488$	$\xi_2=0.1203$	$\xi_3=0.1575$	$\lambda_P=210$
$\xi_{23}=80$	$\xi_1=0.1539$	$\xi_2=0.1203$	$\xi_3=0.1588$	$\lambda_P=280$

На рис. 2 представлен график резонансной частоты от величины диэлектрической проницаемости ДР от 10 до 80.

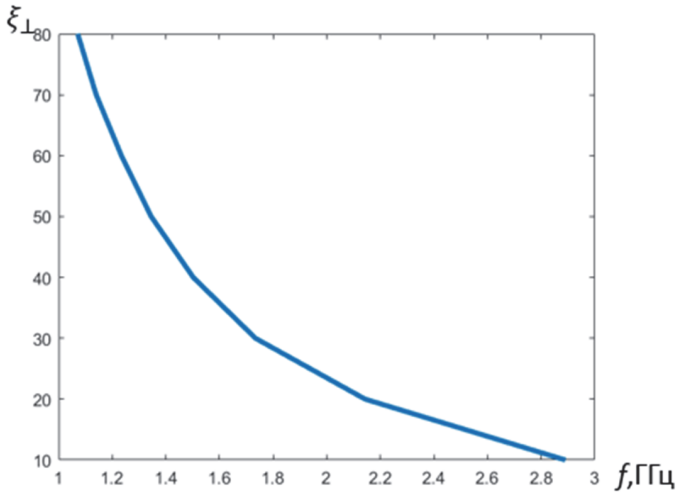


Рисунок 2 - Зависимость резонансной частоты от диэлектрической проницаемости ДР

График амплитудного распределения вдоль оси z нормированной к единице, составляющей H_z магнитного поля системы областей представлен на рис.3. Максимум магнитного поля внутри области с ДР смещен относительно положения координаты z=0.

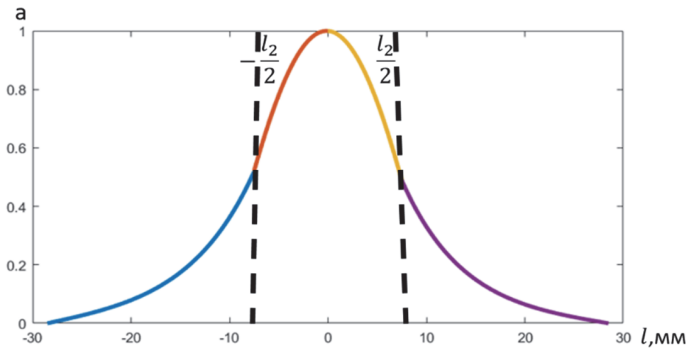


Рисунок 3 – Распределение H_z магнитного поля системы.

Кривые графика непрерывны, что подтверждает правильность полученного решения. Данные решения являются приближенными с точностью порядка 2-3 процентов в сравнении с экспериментальными данными [2], а более точные решения требуют рассмотрения в каждой области полного набора собственных функций электромагнитного поля и реальных граничных условий раздела сред, что выходило за рамки данной работы.

Моделирование диэлектрического резонатора в линии передачи.

ДР, включенный непосредственно в волновод, представляет собой одно звено заграждающего фильтра первого порядка. Аналогично, ДР в цилиндрическом экране может быть подключен с помощью проводника петли связи к внутреннему проводнику коаксиальной линии. В обоих случаях кроме резонансного вклада имеется нерезонансный вклад, вносимый в линию передачи, приводящий

к несимметрии частотных характеристик звена [3,4]. Согласно [3], S матрица, учитывающая влияние нерезонансных и резонансных возмущений вкладов имеет вид:

$$\begin{cases} \kappa(f)=\left(1+1i\left(\dfrac{Q_0}{1+\beta}\right)\left(\dfrac{f^2-f_0^2}{f_0^2}\right)\right)^{-1} \\ S_{11}=S_{22}=\dfrac{1}{1+1ifK(f)}\left(-1ifK(f)+\dfrac{\beta\kappa(f)}{1+\beta}\right) \\ S_{12}=S_{21}=\dfrac{1}{1+1ifK(f)}\left(1-\dfrac{\beta\kappa(f)}{1+\beta}\right) \end{cases} \qquad (10)$$

где Q_0 – собственная добротность, $\beta=\beta_0+\beta_B$ – общий коэффициент связи, β_0 – коэффициент связи ДР по распространяющемуся типу волны, β_B – коэффициент связи ДР с линией передач по ближнему полю, $K(f)$ – обобщенный коэффициент частотной расстройки. Кривые S-параметров это частотные зависимости АЧХ, ФЧХ, ГВЗ и КСВН.

На рис. 4 приведены частотные характеристики звена ПЗФ с резонансной частотой 1.6108 ГГц.

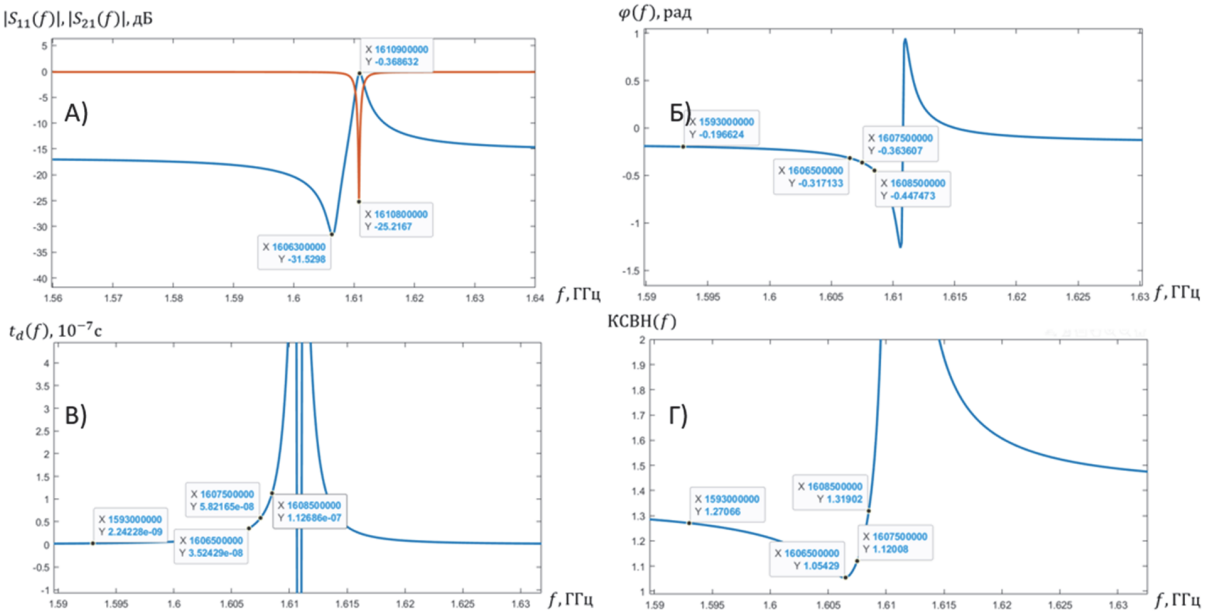


Рис.4. Частотные характеристики звена ПЗФ с резонансной частотой 1.6108ГГц.

Результаты расчета звена представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Параметры первого звена

Резонансная частота ДР, ГГц	Величина ослабления на резонансной частоте, дБ	Контрольные точки, ГГц	Значения ФЧХ в контрольных точках, рад	Неравномерность ГВЗ в контрольных токах		Значение КСВН в контрольных точках
				Δf, МГц	Δt, нс	
1.6108	-25	1.5930	-0.0038	0	0	1.08039
		1.6065	-0.1578	13.5	3.5	1.37303
		1.6075	-0.2042	14.1	5.8	1.50884
		1.6085	-0.2879	15.5	11.2	1.79356
1.6122	-35	1.5930	-0.1156	0	0	1.26077
		1.6065	-0.3705	13.5	5.7	2.13551
		1.6075	-0.4339	14.1	7.9	2.48340
		1.6085	-0.5373	15.5	11.4	3.09753
1.613	-25	1.5930	-0.0344	0	0	1.07139
		1.6065	-0.1052	13.5	1.5	1.23469
		1.6075	-0.1240	14.1	2.1	1.28252
		1.6085	-0.1511	15.5	3.22	1.35460

Данные, представленные в табл. 2 подтверждают высокое значение собственной добротности звена с ДР порядка 30000 для *L* - диапазона частот [5]. Полученные результаты анализа ЧХ системы ДР-ЦР подтверждают высокую эффективность ее использования в качестве звена ПЗФ.

Учет резонансного и нерезонансного возмущений, вносимых звеном с ДР, обусловил несимметрию АЧХ звена с ДР и наличие полюса передачи на низкочастотном склоне АЧХ благодаря чему повысилась крутизна низкочастотного ската и достигались минимальных значений КСВН.

Список литературы

1. Алексейчик Л.В., Бродуленко И.И., Гаврилюк Н.Г. и др. Параметры и методы расчета диэлектрических резонаторов и колебательных систем на их основе // М.: ЦНИИ «Электроника», Обзоры по ЭТ, серия 1, Электроника СВЧ, 1990.

2. Термостабильные диэлектрические СВЧ-резонаторы/ Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А. и др. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1977, вып. 7, с. 40-50.

3. Расчет линии передачи с диэлектрическими резонаторами при учете ближнего поля / Алексейчик Л.В., Геворкян В.М., Казанцев Ю.А., Краюшкин В.В. – Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1979, вып. 8, с. 15-27.

4. Фуско. В. СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование. / – Москва: Радио и связь, 1990. – 228с с. – ISBN 5-256-00663-0.

5. Вносимые потери и тепловыделение СВЧ-фильтров передающего фидерного тракта повышенной мощности / Л.В. Алексейчик, Н.В. Андриевский, Н.В. Павлов // ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ. – 2018. – № 9. – С. 45-50.

MODELING OF A MICROWAVE ELECTRODYNAMIC SYSTEM DIELECTRIC RESONATOR - HOLLOW CYLINDRICAL RESONATOR.

L.V. Alekseychik[1], N.A. Cherkasov[2]
[1]Moscow Power Engineering Institute, Moscow, Russia
[2]Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russia
E–mail: AlexeychikLV@mpei.ru

The paper deals with the modeling of oscillations of the dielectric resonator-hollow cylindrical resonator system, which serves as a link in the band-stop filter L-wavelength range. A model of natural modes of DR oscillations in a cylindrical screen based on the method of partial regions is proposed. When the system is connected to a transmission line, analytical expressions for the scattering matrix of a single-link filter are obtained. The features of the frequency characteristics of this system are noted.
Keywords: Dielectric resonator, microwave filters, cylindrical resonators, partial domain method, microwave transmission lines.

ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОТОПИТЕЛЬНЫХ БАТАРЕЙ С БЕЗЭЛЕКТРОДНЫМИ ИСКРОВЫМИ РАЗРЯДАМИ

М.В. Шамсиев[1], С.А. Абдулкеримов[2], А.М. Шамсиев[3]

[1] ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет» «МЭИ», филиал в г.Душанбе, Республика Таджикистан

[2] ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет» «МЭИ», Москва, Российская Федерация

[3] ООО «Кроу-Хорват Таджикистан» г. Душанбе, Республика Таджикистан

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

Указывается на перспективность использования теплогенераторов с безэлектродными искровыми разрядами (БИР) в сравнении с известными конструкциями, в частности с вихревыми теплогенераторами (ВТГ). Отмечается,что в качестве первого шага может явиться внедрение бытовых отопительных агрегатов с БИР. Подробно рассматриваются технико-экономические показатели такого отопителя в сопоставлении с известными отопительными батареями (например фирмы Beko) и с системой централизованного отопления от ТЭЦ. На примере стандартной десятисекционной батареи показано,что даже без учета капвложений на строительство и эксплуатацию отопительных сетей, вариант с БИР сопоставим с системой центрального отопления и на порядок дешевле электрических отопительных агрегатов.

Ключевые слова: безэлектродный искровой разряд (БИР), отопление, батарея, теплогенератор, теплоэлектроцентраль (ТЭЦ).

Введение

Как было показано ранее [1,2,3] разработка и исследование систем отопления на основе водонагревателей с БИР является перспективным направлением обеспечивающим:

1) максимальную простоту, дешевизну конструкции и как следствие высокую надежность по сравнению например с вихревыми теплогенераторами (ВТГ);

2) возможность работы в широком диапазоне габаритов и мощностей - от 100 ватт до десятков киловатт, обеспечивая при этом коэффициент полезного действия не менее 1,5;

3) длительный безремонтный цикл (не менее 2 лет) с минимальными эксплуатационными расходами, чем выгодно отличается от ВЧ и СВЧ аналогов, эффективная работа которых измеряется десятками минут;

4) разработку генераторов не только тепловой, но и электрической энергии, особенно с переходом к варианту трансформаторного водонагревателя [4, 5].

1. Бытовой отопительный агрегат с БИР

При этом в качестве первого шага может явиться внедрение бытового отопительного агрегата с БИР.

Рассмотрим технико-экономические показатели такого отопителя в сравнении с известными отопительными батареями (например, фирмы Beko) и с системой централизованного отопления от ТЭЦ.

Предположим, что в климатических условиях г. Душанбе необходимо отапливать помещение площадью 20м^2 в течении отопительного сезона 5 месяцев, т.е. $5x30x24 = 3600$ часов стандартной современной десятисекционной батареей с температурой теплоносителя 70°С.

1) Современная десятисекционная отопительная батарея фирмы Beko имеет мощность 2,5 кВт при напряжении питания 220В, и объеме теплоносителя 4 литра, следовательно, при исходной температуре помещения (а, следовательно, и теплоносителя) 10°С, потребление электрической энергии составит

$$W = 2{,}5x3600 = 9000\text{кВт}x\text{час}$$

что эквивалентно

$$9000 \text{ x } 10^3 \text{ x } 3600 = 324 \text{ x } 10^8 \text{ дЖ}$$

А выработка тепловой энергии

$$Q = 4{,}2 \text{ x } (70°C\text{-}10°C) \text{ x } 4000 = 1024800\text{дЖ}.$$

Время выхода на установившийся тепловой режим составляет 30 мин. Таким образом К.П.Д. процесса:

$$ή = 1024800 / 2500 \text{ x } 30 \text{ x } 60 = 1024800 / 45 \text{ x } 10^5 = 0{,}228$$

Затраты на оплату эл.энергии при тарифе 1квт х час=22,65 дирам составляет

$$9000 \text{ x } 22{,}65 = 2038{,}5 \text{ сомони.}$$

2) При использовании системы центрального отопления от ТЭЦ г.Душанбе при тарифе 2 сомони в месяц за 1м^2 отапливаемого помещения затраты составят 2 х 5 х 20=200 сомони - это без учета естественных затрат-кап.вложений в инфраструктуру городской отопительной сети и эксплуатационных расходов.

3) Отопительный агрегат с БИР на базе стандартной десятисекционной батареи потребляет

$$W=220 \text{ x } 0{,}75 \text{ x } 0{,}95 \text{ x } 3600=564300 \text{ вт x сек [дж]}$$

здесь Un=220В., ток 0,75А, cosφ = 0,95, время выхода в режим 1 час = 3600 сек.

Таким образом К.П.Д. ή =1024800 / 564300=1,816.

Стоимость эл.энергии за отопительный сезон составит:

$$220 \text{ x } 0{,}75 \text{ x } 0{,}95 \text{ x } 10^3 \text{ x } 3600 \text{ x } 0{,}2265 = 127{,}814 \text{ сомони,}$$

что примерно в 200 / 127,8 = 1,56 раз дешевле центрального отопления и в 2038,5 / 127,8 = 15,95 раз дешевле электрического отопления.

4) Время выхода в режим:

-для системы центрального отопления - 1-2суток

-для эл.батареи Beko - 30 минут.

-для отопителя с БИР - 1 час.

С учетом длительности 5 месяцев всего отопительного сезона эти показатели не имеют существенного значения, даже для отопительной системы с БИР состоящей из нескольких отопительных батарей с общим объемом теплоносителя 40 литров и током 3А - время выхода в режим которой составляет 3 часа.

5) Затраты на приобретение оборудования для всех трех вариантов примерно одинаковы в районе 1000 сомони, без учёта естественно кап.вложений для варианта центрального отопления.

6) Наиболее отптимальным представляется использование отопительных батарей с БИР в сельской местности, где отсутствует система центрального отопления и существуют ограничения как по мощности эл.сетей так и по времени подачи эл.энергии, т.к. отопительная батарея с БИР при средней мощности P=220 x 0.75 x 0.95 = 156,75 Ватт может быть запитана от дизель генераторов, от аккумуляторных батарей, либо от других возобновляемых источников эл. энергии малой мощности - например от микроГЭС, ветрогенераторов, гелиоустановок.

Заключение

1) Учитывая вышеизложенные положительные особенности водонагревателей с БИР, представляется целесообразным рекомендовать их к широкому внедрению в бытовых и производственных помещениях.

2) Сделав первоначальный акцент на конструкции стандартной десятисекционной отопительной батареи.

3) В целях дальнейшего расширения областей их применения следует разработать инженерную методику расчета параметров при задании исходных величин: температуры, тока, напряжения и т.д.

Список литературы

1. 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.
2. 2) 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.
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., Шамсиев А.М. «Трансформаторный водонагреватель с безэлектродными искровыми разрядами (БИР)». Материалы международной научно-практической конференции «Электроэнергетика Таджикистана», Душанбе, 2021г.
5. Шамсиев М.В., Абдулкеримов С.А., Шамсиев А.М. «Разработка и исследование системы высокочастотный инвертор тока-трансформаторный водонагреватель», Материалы XXIX Международной конференции - Электромагнитное поле и материалы, Москва, Издательство МЭИ , 2021, с. 176-179.

TECHNICAL AND ECONOMIC ASPECTS OF USING HEATING BATTERIES WITH ELECTRODELESS SPARK DISCHARGES

M.V. Shamsiev[1], S.A. Abdulkerimov[2], A.M. Shamsiev[3]

[1] FGBOU VO "National Research University" "MPEI, Branch in Dushanbe, Republic of Tajikistan

[2] Federal State Budgetary Educational Institution of Higher Professional Education "National Research University" MPEI "MPEI", Moscow, Russian Federation

[3] LLC "Crow-Horvat Tajikistan", Dushanbe, Republic of Tajikistan.

E-mail: muqim.shamsiev@gmail.com

It is pointed out that the prospectivity of using heat generators with BIR in comparison with known designs, in particular with vortex heat generators (VHG). It is noted that as a first step can be the introduction of domestic heating units with BIR. Technical and economic indicators of such a heater in comparison with known heating batteries (e.g. Beko) and with the centralized heating system from CHPP are considered in detail. On the example of a standard ten-section battery it is shown that even without taking into account capital investments for construction and operation of heating networks, the variant with BIR is comparable with the centralized heating system and is an order of magnitude cheaper than electric heating units.

Key words: electrodeless spark discharge (ESD), heating, battery, heat generator, combined heat and power plant (CHPP).

УДК 537.62, 621.31

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ И ИХ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ

С.Ю. Останин[1], Т.С. Латыпов[1], И.А. Фёдоров[1], Цуй Шумэй[2], Вэй Го[2]
[1]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
[2]ХПУ, Харбин, Китай
E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы физических процессов в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии торцевого исполнения, особенности их математического моделирования и расчётов. Проводятся исследования различных видов потерь мощности в преобразователях: электрических, магнитных, добавочных, дополнительных потерь. Прорабатываются предложения по применению полученных результатов при разработке электропривода технологических механизмов автоматизированных производств, в том числе химической, текстильной и смежных с ними отраслях.
Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи энергии, торцевое исполнение, потери мощности, исследование.

Введение

Задача исследования и моделирования новых типов электромеханических преобразователей энергии, 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.

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии в режиме синхронного гистерезисного электродвигателя торцевого исполнения (СГДТ) [1-3] эффективны для разноплановых областей техники и отраслей промышленности. В том числе для электропривода технологических механизмов автоматизированных промышленных производств, в химической, текстильной и смежных с ними отраслях промышленности. В частности, для электропривода веретён и шпинделей текстильных машин, галет агрегатов формования искусственных волокон и нитей из расплавов и растворов, механизмов получения стеклонитей, конвейерных систем, например, систем роликов непрерывной разливки стали, устройств проката алюминия и др. [4-8].

Это обусловлено, в первую очередь, исключительными пусковыми свойствами, высокой механической стабильностью и прочностью ротора, надёжной синхронизацией при прямом пуске, эффективностью управляющих воздействий. Кроме этого возможно за счёт режимов импульсного регулирования возбуждения гистерезисного электродвигателя повысить энергетические

показатели в режиме управления (перевозбуждения) в 1,5…2,0 раза до предельных значений, соответствующих значениям этих показателей у синхронных электрических машин с возбуждением от постоянных магнитов, обеспечить стабильность показателей и надёжную работу [1-3].

Задача работы, рассматриваемой в докладе, состояла в совершенствовании синхронных гистерезисных электродвигателей торцевого исполнения для электропривода широкого класса технологических механизмов автоматизированных производств на основе исследования физических процессов в СГДТ. Исследования велись в следующих направлениях:

1) Исследование и минимизация потерь мощности в СГДТ.
2) Анализ параметрической оптимизации существующих конструкций.
3) Анализ возможностей конструкционных изменений в СГДТ на основе исследования электромагнитных и электромеханических процессов в СГДТ.
4) Изменения конструкции технологического механизма.

1. Исследование физических процессов в синхронных гистерезисных электродвигателях торцевого исполнения с целью совершенствования электродвигателей

При исследовании потерь мощности в СГДТ с целью их минимизации был проведён анализ структуры и составляющих потерь. В соответствии с принятой на базовых предприятиях методологией определения потерь находились механические потери и электрические потери (потери «в меди»), а оставшиеся потери условно относились к магнитным потерям (потерям «в стали»). В результате исследований было установлено, что потери мощности, условно относимые к магнитным потерям, включают в себя не только собственно магнитные потери, но и ещё три следующие составляющие:

1) Добавочные потери в роторе электродвигателя от высших гармоник магнитного поля, создаваемого обмоткой статора электродвигателя;

2) Дополнительные потери в роторе, вызванные модуляцией размера воздушного зазора и радиальными перемещениями ротора относительно статора при вращении ротора в составе технологического механизма;

3) Дополнительные потери, обусловленные конструкцией механизма.

Для исследования дополнительных потерь мощности и решения проблем, связанных с проявлением указанных потерь использовались математические и экспериментальные методы и средства. В частности, были разработаны и эффективно использованы при проведении исследований:

– методика измерения потерь в магнитопроводе статора СГДТ, как в случае нахождения его вне корпуса, так и при нахождении его в корпусе;

– соответствующий экспериментальный измерительный стенд;

– методика определения электромагнитных потерь в корпусе, обусловленных магнитными полями рассеяния; с помощью методики проведены детальные исследования этой составляющей потерь.

Математическое моделирование и расчётные исследования с целью оптимизации рабочих показателей СГДТ проводились в НИУ «МЭИ», ряд

экспериментов проводились на предприятиях в реальных производственных условиях. Результаты расчётов и экспериментов позволили определить:

– увеличение электромагнитного гистерезисного вращающего момента, создаваемого СГДТ, за счёт проведения параметрической оптимизации;

– оптимальный энергетический режим СГДТ при использовании управления им в составе электропривода (перевозбуждения);

– уровень всех видов дополнительных потерь.

В табл. 1 приведены основные параметры и показатели СГДТ и используемые в докладе их обозначения и единицы измерения.

Таблица 1 – Основные параметры и показатели СГДТ, их обозначения и единицы измерения

№	Параметр, показатель	Обозначение	Единица измерения
1	Размер воздушного зазора	δ	мм
2	Толщина ротора	Δ	мм
3	Наружный диаметр ротора	$D_{РН}$	мм
4	Внутренний диаметр ротора	$D_{РВ}$	мм
5	Напряжение электропитания электродвигателя	U	В
6	Ток в обмотке статора электродвигателя	$I_{Ф}$	А
7	Электромагнитный гистерезисный момент	$M_{ЭГ}$	Н·см
8	Момент сопротивления на валу	$M_{С}$	Н·см
9	Электрические потери	$\Delta P_{ЭЛ}$	Вт
10	Магнитные потери в ярме магнитопровода статора	$\Delta P_{Я}$	Вт
11	Магнитные потери в зубцах магнитопровода статора	ΔP_{Z}	Вт
12	Суммарные магнитные потери в ярме и зубцах магнитопровода статора	$\Delta P_{Я,Z}=\Delta P_{Я}+\Delta P_{Z}$	Вт
13	Добавочные потери в роторе электродвигателя от высших гармоник магнитного поля	$\Delta P_{ДОБ}$	Вт
14	Суммарные магнитные потери в электродвигателе	$\Delta P_{МАГ}=\Delta P_{Я,Z}+\Delta P_{ДОБ}$	Вт
15	Дополнительные потери, обусловленные конструкцией механизма	$\Delta P_{ДОП}$	Вт
16	Сумма добавочных и дополнительных потерь	$\Delta P_{Д}=\Delta P_{ДОБ}+\Delta P_{ДОП}$	Вт
17	Механические потери	$\Delta P_{МЕХ}$	Вт

В табл. 2 представлены результаты расчётов СГДТ, проведённых в НИУ «МЭИ» на основе выполненного математического моделирования, и экспериментальные данные, полученные на базовом предприятии при испытании базового варианта СГДТ, имеющего следующие конструкционные особенности: серийный магнитопровод статора, новую обмотку статора, ротор из стали 70С2ХА с $D_{РВ}=D_{РВН}$. Числовые значения во всех таблицах и тексте доклада для удобства анализа и обобщения результатов исследования приведены в относительных значениях. Эти значения получены как отношения значений параметров и показателей, указанных в табл. 1, к номинальным значениям (индекс «$_{Н}$») этих параметров и показателей: $\delta_{Н}$, $\Delta_{Н}$, $D_{РНН}$, $D_{РВН}$, $U_{Н}$, $I_{ФН}$, $M_{ЭГН}$, $M_{СН}$. Все составляющие потерь мощности: электрические потери, магнитные потери в ярме, зубцах, их

сумма, добавочные потери, суммарные магнитные потери в электродвигателе, дополнительные потери, сумма добавочных и дополнительных потерь, механические потери – во всех таблицах и тексте доклада приведены в процентах от потребляемой активной мощности электродвигателя P_1. Это сделано для удобства анализа и обобщения результатов исследования физических процессов в СГДТ.

Таблица 2 – Результаты расчёта и испытаний базового варианта СГДТ при U=0,947·$U_Н$ и частоте тока электропитания электродвигателя f=$f_Н$

Параметры, показатели	Единицы измерения	Ротор номинальн. толщины $\Delta_{РН}$					Ротор толщиной ΔР=0,875·$\Delta_{РН}$						
		профилированный с $D_{РН}$=$D_{РНН}$			плоский с $D_{РН}$= =0,956·$D_{РНН}$		плоский с $D_{РН}$=$D_{РНН}$						
							Расчёт						Опыт*
		Расчёт		Опыт	Расчёт		δ=0,968·$\delta_Н$		δ=1,080·$\delta_Н$		δ=1,108·$\delta_Н$		
Режим	–	Пуск	Синх.	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Пуск	Синх.	Синх.
$I_Ф$	Отн. ед.	0,913	0,835	0,757	0,991	0,891	0,917	0,826	0,865	0,770	0,970	0,887	0,774
КПД	Отн. ед.	0,785	0,765	0,720	0,755	0,709	0,803	0,774	0,824	0,792	0,781	0,756	0,60**
Cosφ	Отн. ед.	0,252	0,221	0,258	0,232	0,185	0,275	0,229	0,300	0,241	0,255	0,219	0,235
$M_{ЭГ}$	Отн. ед.	0,747	0,716	0,739	0,717	0,687	0,840	0,807	0,885	0,845	0,801	0,774	0,794
$M_С$	Отн. ед.	–	0,582	0,582	–	0,485	–	0,606	–	0,606	–	0,606	0,552
P_1	%	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
$\Delta P_{МЕХ}$	%	78,5	76,5	72,3	75,5	70,9	80,2	77,3	82,4	79,3	78,1	75,5	60,8**
$\Delta P_{ЭЛ}$	%	17,0	17,8	20,9	20,1	22,6	15,7	17,0	13,5	14,9	17,9	19,0	12,5**
$\Delta P_{МАГ}$	%	4,5	5,7	6,8	4,4	6,5	4,1	5,7	4,1	5,8	4,0	5,5	26,7**
$\Delta P_{Z,Я}$	%	4,5	5,7	–	4,4	6,5	4,1	5,7	4,1	5,8	4,0	5,5	–
$\Delta P_{ДОБ}$	%	<0,05	<0,05	–	<0,05	<0,05	<0,05	<0,05	<0,05	<0,05	<0,05	<0,05	–

Примечания.

КПД – здесь и далее коэффициент полезного действия;

* – средние значения по результатам испытаний опытной партии СГДТ в количестве 20 единиц, изготовленной по результатам математического моделирования и проектных расчётов электродвигателя;

** – различие по КПД и процентному содержанию составляющих потерь в потребляемой мощности объясняется более точным расчётом реальных магнитных потерь в статоре: если использовать методики, принятые на предприятиях, в соответствии с которыми остаточные потери ΔP=P_1–$\Delta P_{МЕХ}$–$\Delta P_{ЭЛ}$ относятся к магнитным потерям, то расчётное значение КПД и соответственно процентное содержание составляющих потерь в потребляемой мощности совпадают с экспериментальными с точностью 3-5 %, однако это скрывает истинную картину распределения потерь в СГДТ.

Далее было выполнено проектирование нового типа СГДТ, по результатам проектного расчёта был изготовлен в ведущей проектно-конструкторской организации и испытан макет СГДТ с магнитопроводом статора из стали 3431; новой обмоткой; ротором из стали 70С2ХА с $D_{РВН}$, $\Delta_Р$=1,25·$\Delta_{РН}$. Результаты его расчётов и испытаний приведены в табл. 3, показатели при различных размерах воздушного зазора – в табл. 4.

Таблица 3 – Результаты расчёта и испытаний спроектированного нового типа СГДТ

Параметр, показатель	U	$I_Ф$	КПД	Cosφ	$M_{мс}$	$M_с$	P_1	$\Delta P_{эл}$	$\Delta P_{маг}$	$\Delta P_{мех}$
Единица измерения	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	Отн. ед.	%	%	%	%
Режим	Синхронный режим без перевозбуждения									
Расчёт	1,000	0,939	0,595	0,271	0,877	0,661	100	14,4	26,1	59,5
Эксперимент	1,003	0,926	0,602	0,274	0,867	0,677	100	14,0	25,8	60,2
Режим	Синхронный режим с перевозбуждением									
Расчёт	0,741	0,580	0,762	0,452	0,837	0,661	100	6,9	16,9	76,2
Эксперимент	0,741	0,543	0,784	0,486	0,852	0,677	100	6,3	15,3	78,4

Таблица 4 – Показатели нового типа СГДТ при разных размерах воздушного зазора при $f=f_Н$

Параметр, показатель	Единица измерения	Значения в относительных единицах (отн. ед.) и в %					
		δ=0,980·δН		δ=0,840·δН		δ=1,116·δН	
Режим	–	Синхрон.	Перевозб.	Синхрон.	Перевозб.	Синхрон.	Перевозб.
U	Отн. ед.	0,947	1,079/0,737	0,947	1,079/0,737	0,947	1,079/0,737
$I_Ф$	Отн. ед.	1,130	0,674	1,039	0,578	1,209	0,761
$M_{МС}$	Отн. ед.	0,828	1,023	0,861	1,065	0,799	0,982
$M_С$	Отн. ед.	0,664	0,664	0,664	0,664	0,664	0,664
КПД	Отн. ед.	0,591	0,762	0,602	0,774	0,580	0,751
Cosφ	Отн. ед.	0,241	0,401	0,256	0,460	0,229	0,362
P_1	%	100	100	100	100	100	100
$\Delta P_{МЕХ}$	%	59,0	76,2	60,2	77,4	57,9	75,1
$\Delta P_{ЭЛ}$	%	13,8	6,4	11,9	4,8	15,5	7,9
$\Delta P_{МАГ}$:	%	27,2	17,4	27,9	17,8	26,6	17,0
$\Delta P_{Z,Я}$	%	7,2	6,5	7,4	6,7	6,9	6,2
ΔP_Z	%	1,1	1,0	1,1	1,0	1,0	0,9
$\Delta P_Я$	%	6,1	5,5	6,3	5,7	5,9	5,3
$\Delta P_{ДОП}$	%	20,0	10,9	20,5	11,1	19,7	10,8

Заключение

Исследования показали, что в спроектированном новом типе СГДТ магнитные потери в процентах от потребляемой мощности составляют в режиме без управления 41,0 %, в режиме с управлением – 23,8 %. Основную долю магнитных потерь создают дополнительные потери: в режиме без управления 20,0 %, в режиме с управлением – 10,9 %. Собственно магнитные потери в зубцах и ярме магнитопровода статора в режиме без управления 7,2 %, в режиме с управлением 6,5 %, причём их основная часть – потери в ярме. Электрические потери в режиме без управления 13,8 %, с управлением – 6,4 %.

Электрические потери на практике могут быть снижены за счёт уменьшения активного сопротивления фазы обмотки статора $R_Ф$. В спроектированном новом типе СГДТ увеличение диаметра обмоточного провода по проводнику $d_П$ на 12,5 % (по изоляции на 10,3…11,7 %) снижает $R_Ф$ на 21 %. При этом увеличивается объём проводов в пазах и лобовых частях на 21,7 %. Для размещения утолщённого провода в пазах на практике целесообразны в комплексе следующие конструкторско-технологические решения: уменьшение высоты клиновой зоны

(суммы высоты клина и расстояния от клина до плоскости магнитопровода) на 28,6 % и увеличение ширины паза на 6,9 %. Для размещения провода лобовых частей необходимо увеличить толщину внутренней лобовой части, увеличить вылет наружной лобовой части и повысить степень обжатия лобовых частей.

Электрические потери могут быть снижены за счёт уменьшения тока в обмотке статора. Согласно результатам математического моделирования и расчёта СГДТ основная составляющая магнитодвижущей силы (МДС) – МДС воздушного зазора, поэтому задача снижения тока сводится, прежде всего, к снижению МДС воздушного зазора. Ток в обмотке статора также можно снизить за счёт уменьшения пульсаций индукции магнитного поля в воздушном зазоре путём установки в клиновую зону пазов магнитных клиньев.

Таким образом, по каждому из направлений исследования физических процессов в синхронном гистерезисном электродвигателе торцевого исполнения (исследование и минимизация потерь мощности в СГДТ; анализ параметрической оптимизации существующих конструкций; анализ возможностей конструкционных изменений в СГДТ на основе исследования электромагнитных процессов в СГДТ; изменения конструкции технологического механизма) были разработаны научно-технические предложения. Предложения по первым двум направлениям уже реализуются на базовых предприятиях. Предложения по двум последним направлениям затрагивают смежные с электродвигателем элементы конструкции технологического механизма и требуют запланированной коренной модернизации системы электропривода, электропитания и технологического механизма, поэтому их реализация осуществится в дальнейшей перспективе.

Список литературы

1. Делекторский Б.А., Тарасов В.Н. Управляемый гистерезисный электропривод. – М.: Энергоатомиздат. 1983. – 128 с.
2. Гиродвигатели / Ю.В. Арбузов, Б.А. Делекторский, В.Б. Никаноров и др.; под ред. И.Н. Орлова. – М.: Машиностроение, 1983.
3. 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. – 187 с. – С. 127-131.
4. Руковицын И. Г., Сарычев А. П. Применение электромагнитных подшипников в газовой промышленности // Компрессорная техника и пневматика. 2008. № 1. С. 12-14.
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. 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.

INVESTIGATION OF PROCESSES IN HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS OF THE END FACE DESIGN AND THEIR IMPROVEMENT

S.Y. Ostanin[1], T.S. Latypov[1], I.A. Fyodorov[1], Cui Shumei[2] Wei Guo[2]
[1]National Research University «MPEI», Moscow, Russia
[2]Harbin Institute of Technology, Harbin, China
E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the issues of physical processes in hysteretic electromechanical energy converters of the end face design, the features of their mathematical modelling and calculations. Various types of power losses in converters are being investigated: electric, magnetic, additional, supplemental losses. Proposals are being worked out on the application of the results obtained in the development of electric drive of technological mechanisms of automated productions, including chemical, textile and related with them industries.

Key words: hysteretic electromechanical energy converters, end face design, power losses, research.

УДК 537.62, 621.31

ПОДХОД К РАСЧЁТУ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ С НЕЛИНЕЙНЫМИ МАГНИТНЫМИ СИСТЕМАМИ

С.Ю. Останин[1], Н. Абдугалиев[1], А.С. Лискин[1], И.М. Миляев[2], Цуй Шумэй[3], Вэй Го[3]
[1]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
[2]ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия
[3]ХПУ, Харбин, Китай
E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы расчёта тепловых режимов работы электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами, реализующих роторные технологии. Разрабатываются вопросы подхода, формирования методологии и алгоритма для указанных расчётов. Прорабатываются предложения по применению результатов для разработки гистерезисных электродвигателей и электроприводов для реализации новых роторных технологий в химической, текстильной, горной, сельскохозяйственной, пищевой и смежных с ними отраслях промышленности.
Ключевые слова: электромеханические преобразователи энергии, нелинейные магнитные системы, тепловые режимы, расчёты.

Введение

Большинство электромеханических преобразователей энергии, в том числе используемых в качестве электродвигателей в электроприводах, обладают нелинейными магнитными системами, то есть системами, в которых проявляются нелинейные эффекты, основные из которых: магнитное насыщение, магнитный гистерезис, вихревые токи. Все эти эффекты проявляются в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии [1-3], которым в докладе уделяется основное внимание. Электроприводы с электродвигателями с нелинейными магнитными системами, широко применяются при реализации роторных технологий [2-4]. К роторным технологиям относятся процессы, осуществляемые механизмами агрегатов, машин и других систем, вращаемыми электродвигателями, роторы которых конструкционно объединены с указанными механизмами. Такие технологии, как правило, реализуются мехатронными системами – объединениями исполнительных механизмов с электромеханическими компонентами и силовой электроникой, управляемыми с помощью микроконтроллеров, ЭВМ и др.

Роторные технологии широко используются во многих отраслях современной промышленности: горной, атомной, химической, текстильной, сельскохозяйственной, пищевой и других, и с переходом к постиндустриальному обществу область их применения ещё более расширяется. Они в большинстве применений имеют чётко выраженное двойное назначение и могут использоваться как для оборонных, так и для мирных целей. Основные группы роторных технологий приведены в табл. 1.

Таблица 1 – Основные классификационные группы роторных технологий

№	Технология	Область и примеры применения
1	Гироскопические технологии	Приборы и системы ориентации, стабилизации, навигации и управления движением летательных аппаратов, водных и наземных транспортных средств; приборы и системы геодезии, геологии, гравиметрии, инклинометрии, маркшейдерии
2	Центрифужные технологии	Установки для разделения и очистки веществ, суспензий и для других целей в физических, химических, молекулярно-биологических, биохимических, биотехнологических, медицинских лабораториях; установки медицинской техники и промышленности, в составе учреждений здравоохранения
3	Мотор-подшипниковые технологии	Сканирующие устройства, стабилизаторы, насосы, распылители; мотор-подшипники
4	Электрошпиндельные и электроверетённые технологии	Машины для получения химических волокон и нитей из расплавов и растворов, крутильные, тростильные и другие машины текстильной и химической отраслей
5	Приёмно-намоточные технологии	Перемоточные, бобинажные, бобинажно- перемоточные машины химической и текстильной промышленности; продукция этих машин – все основные виды паковок текстильного материала и волокна
6	Маховичные технологии	Накопители механической энергии, системы стабилизации, изменения положения и направления движения космических летательных аппаратов в безвоздушном пространстве
7	Турбомашинные технологии	Компрессоры, турбокомпрессоры и турбодетандеры систем жизнеобеспечения, кондиционирования, криогенных и других систем технического сервиса

Цель работы, которая рассматривается в докладе – создание универсального подхода к расчёту тепловых режимов работы электромеханических преобразователей энергии – электродвигателей – с нелинейными магнитными системами, реализующих роторные технологии.

Универсальность подхода состоит в следующем:

- обеспечение проведения тепловых расчётов электромеханических преобразователей энергии, отличных по электромагнитному моменту в десятки тысяч раз – от гиродвигателей до преобразователей в турбокомпрессорах;
- учёт всех видов теплообмена, которые в различной степени присутствуют во всех преобразователях, реализующих роторные технологии: теплопередачей (теплопроводностью), излучением (лучеиспусканием), свободной и принудительной конвекцией и сочетанием всех этих видов;
- охват разнообразных классов конструкционных материалов, имеющих различный химический состав, свойства и размеры элементов из них, контактирующих между собой, часто с взаимным давлением;
- учёт режимов импульсного управления преобразователями энергии с импульсным увеличением в 3…4 раза токов в обмотках их статоров и с импульсным изменением температурных режимов обмоток и преобразователей;
- анализ теплового состояния преобразователей при размещении их активных частей в средах с различным агрегатным состоянием, в частности,

в составе газонаполненных гироскопов, перекачивающих жидкости турбонасосов, в том числе в химически активных средах: растворах, расплавах искусственных и синтетических материалов при реализации мотор-подшипниковых, электрошпиндельных и электроверетённых технологий.

Базовые фундаментальные подходы к тепловым расчётам электромеханических преобразователей энергии изложены в [3, 5, 6]. Наиболее общим и эффективным для тепловых расчётов является метод расчёта с помощью эквивалентных тепловых схем замещения [7-9], основанный на аналогии физических процессов теплопередачи между объектами и их элементами и распределения тока в электрической цепи. В соответствии с ним в модели тепловых процессов преобразователь представляется в виде взаимосвязанной совокупности однородных физических – тепловых подсистем.

В физически однородных подсистемах возможны элементы ёмкостного, индуктивного и резистивного видов, им соответствуют простые модели:

$$i = C \cdot \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} \; ; \quad u = L \cdot \frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} \; ; \quad u = R \cdot i \; , \tag{1}$$

где i , u , C , L , R – параметры подсистемы элементов, t – время.

Для тепловой подсистемы (табл. 2) эти модели имеют форму:

$$\Delta P = C \cdot \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \; ; \quad T = R \cdot \Delta P \; , \tag{2}$$

где ΔP – мощность потерь, Вт, ей численно равен тепловой поток; C – теплоёмкость, Дж / ° С; T – температура , R – тепловое сопротивление.

Таблица 2 – Соотношения аналогии фазовых переменных и параметров элементов электрической и тепловой подсистем

№	Фазовые переменные и параметры элементов	Наименование	
1	Подсистема	Электрическая	Тепловая
2	Фазовые переменные вида потенциала u	Электрическое напряжение	Температура
3	Фазовые переменные вида потока i	Электрический ток	Тепловой поток
4	Ёмкостной параметр подсистемы C	Электрическая ёмкость	Теплоёмкость
5	Индуктивный параметр подсистемы L	Электрическая индуктивность	—
6	Резистивный параметр подсистемы R	Электрическое сопротивление	Тепловое сопротивление

Основные этапы предложенного алгоритма теплового расчёта электромеханического преобразователя энергии следующие:

1) Составление на основе конструкции преобразователя схемы замещения, которая содержит источники тепла и тепловые сопротивления и охватывает наиболее вероятные пути отвода тепла от нагретых частей преобразователя (табл. 3) с учётом необходимых теплоёмкостей (табл. 4).

Таблица 3 – Параметры наиболее вероятных путей отвода тепла от нагретых частей электромеханического преобразователя энергии

№	Путь отвода тепла	Вид теплообмена	Параметр	Единица измерения
1	Пазовая часть обмотки статора – магнитопровод статора	теплопередача	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
2	Пазовая часть обмотки статора – лобовая часть обмотки статора	теплопередача	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
3	Магнитопровод статора – внутренняя среда	принудительная конвекция за счёт вращения	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
4	Лобовая часть обмотки статора – внутренняя среда	теплопередача + свободная конвекция	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
5	Активная часть ротора – переходная втулка ротора с валом	теплопередача	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
6	Активная часть ротора – статор	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
7	Активная часть ротора – корпус	теплопередача	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
8	Активная часть ротора – внутренняя среда	принудительная конвекция за счет вращения	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
9	Корпус – внешняя среда	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	ºС / Вт
10	Внутренняя среда – корпус	свободная конвекция	Тепловое сопротивление	ºС / Вт

Таблица 4 – Теплоёмкости, необходимые для исследования тепловых процессов и теплообмена в наиболее вероятных путях отвода тепла от нагретых частей преобразователя

№	Параметр	Единица измерения
1	Теплоёмкость лобовой части обмотки статора	Дж / ºС
2	Теплоёмкость пазовой части обмотки статора	Дж / ºС
3	Теплоёмкость активной части ротора	Дж / ºС
4	Теплоёмкость магнитопровода статора	Дж / ºС
5	Теплоёмкость корпуса	Дж / ºС
6	Теплоёмкость переходной втулки ротора	Дж / ºС

2) Установление соответствия тепловым потокам численно равных им мощностей потерь в соответствующих узлах эквивалентной схемы замещения.

3) Расчёт тепловых сопротивлений элементов схемы замещения.

4) Определение методами расчёта электрических цепей температурного поля преобразователя и значений перегревов элементов его конструкции.

5) Подготовка мер для снижения температур и их перепадов между узлами: выявление участков схемы замещения, наиболее влияющих на распределение температур, и подбор распределения мощности потерь между узлами, наиболее благоприятного с позиций минимума градиентов температур.

6) Анализ результатов теплового расчёта преобразователя.

7) При необходимости, с целью получения оптимального распределения температур, коррекция геометрических размеров и параметров преобразователя, уточнение значений давления газовой или жидкостной среды.

С помощью такого подхода и предложенного алгоритма были проведены тепловые расчёты синхронных гистерезисных электродвигателей нового ряда для электроприводов механизмов по выпуску химических волокон и нитей.

Для оценки точности тепловых расчётов были проведения испытания на нагрев указанных электродвигателей, в том числе испытания на нагрев при номинальных и предельных нагрузках. В докладе приводятся результаты испытаний на нагрев электродвигателя СГД-3,0-6000, имеющего в составе участка спроектированного ряда базовый электромагнитный момент.

Испытания проводились при частоте тока электропитания 50 Гц и разных уровнях мощности потерь в электродвигателе. Анализ рабочих характеристик показал, что при номинальном моменте нагрузки 3,0 Н·м потери составляют 90 Вт, а при максимальном моменте нагрузки 3,7 Н·м – не превышают 130 Вт.

Выбор режима электропитания для рабочего режима позволял задавать уровень мощности потерь 90, 150 и 200 Вт. Измерялось изменяемое во времени электрическое сопротивление обмотки статора электродвигателя, а с помощью термодатчика измерялась температура корпуса электродвигателя. Нагрев корпуса оценивался с помощью комбинированной термопары, а нагрев обмотки статора – по изменению электрического сопротивления обмотки.

Температура обмотки статора рассчитывалась по формуле [5]

$$t_{\text{об.м}} = \frac{R_{\text{ф.г}}}{R_{\text{ф.х}}} \cdot \left(235 + t_{\text{опр}}\right) - 235 \ , \qquad (3)$$

где $R_{\text{ф. г}}$, $R_{\text{ф. х}}$ – сопротивление фазы соответственно в нагретом и ненагретом состоянии; $t_{\text{опр}} = 24$ °С.

При рассеиваемой мощности потерь 90 Вт температура обмотки 55 °С; при рассеиваемой мощности потерь 150 Вт температура обмотки 64 °С; при рассеиваемой мощности потерь 200 Вт температура обмотки 90 °С.

Результаты испытаний приведены в табл. 5.

Таблица 5 – Изменение параметров гистерезисного электромеханического преобразователя энергии в процессе работы в двигательном режиме при разных уровнях мощности потерь

№	Параметр	Единица измерения	Значения параметров			
1	Время работы	мин	0	20	40	60
2	Рассеиваемая мощность потерь	Вт	90	90	90	90
3	Сопротивление обмотки статора	Ом	0,800	0,830	0,860	0,867
4	Температура корпуса	°С	24	29	37	40
5	Рассеиваемая мощность потерь	Вт	150	150	150	150
6	Сопротивление обмотки статора	Ом	0,867	0,915	0,917	0,922
7	Температура корпуса	°С	40	48	52	60
8	Рассеиваемая мощность потерь	Вт	200	200	200	200
9	Сопротивление обмотки статора	Ом	0,922	0,950	0,970	1,000
10	Температура корпуса	°С	52	57	60	70

Заключение

Предложенный подход и алгоритм теплового расчёта электромеханических преобразователей с нелинейными магнитными системами обеспечивают расчёты преобразователей с учётом всех видов теплообмена; охватом разных классов материалов; учётом режимов импульсного управления преобразователями; анализом теплового состояния преобразователей при размещении их активных частей в средах с разным агрегатным состоянием.

Распределение потерь между узлами преобразователя, наиболее благоприятное с позиций минимума градиентов температур, определяется соотношением потерь в статоре и роторе. Это соотношение, в свою очередь, в большинстве реализаций зависит от соотношения объёмов статора и ротора, магнитопроводов и обмоток, активной и конструкционной частей ротора.

Испытания показали, что нагрев базового синхронного гистерезисного электродвигателя при номинальной нагрузке не превышал 40…50 °С по корпусу преобразователя и 60…70 °С по обмотке статора. Даже при мощности потерь, превышающей номинальную мощность потерь в 2 раза, перегрев обмотки составил не более 70 °С, что допустимо для выбранного класса изоляции и оптимально с позиций тепловых режимов преобразователя.

Сравнение результатов тепловых расчётов и экспериментов показало, что для всех спроектированных синхронных гистерезисных электродвигателей участка ряда с электромагнитными моментами от 0,4 до 7,2 Н·м отличие расчётных и экспериментальных значений показателей не более 10 %.

Полученные результаты перспективны для разработки гистерезисных электродвигателей и электроприводов, реализующих новые роторные технологии. Это технологии химической, текстильной, горной, сельскохозяйственной, пищевой и смежных с ними отраслей промышленности.

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. – 187 с. – С. 127-131.
3. Гиродвигатели / Ю.В. Арбузов, Б.А. Делекторский, В.Б. Никаноров и др.; Под ред. И.Н. Орлова. – М.: Машиностроение, 1983.
4. Динамика мотор-подшипников / А.Г. Шнайдер, И.К. Пчелин. — Москва : Наука, 2007. — 276 с.
5. Базаров В.Н. Тепловые процессы в электромеханических преобразователях энергии летательных аппаратов. – М.: МАИ, 1991.
6. Мастяев Н.З., Орлов И.Н. Нагрев и охлаждение электрооборудования летательных аппаратов. – М.: Издательство МЭИ, 1995.
7. Веников В. А. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики). М.: Высш. шк., 1976.
8. Крон Г. Тензорный анализ сетей: Пер. с англ. / Под ред. Л.Т. Кузина, П.Г. Кузнецова. — М.: Сов. радио, 1978. — 720 с.
9. Численные методы / Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. — 6-е изд. — М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. — 636 с. : ил.

APPROACH TO THE CALCULATION OF THERMAL MODES OF ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS WITH NONLINEAR MAGNETIC SYSTEMS

S.Y. Ostanin[1], N. Abdugaliyev[1], A.S. Liskin[1], I.M. Milyaev[2], Cui Shumei[3] Wei Guo[3]

[1]National Research University «MPEI», Moscow, Russia

[2]Institute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

[3]Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the calculation of thermal operating modes of electromechanical energy converters with nonlinear magnetic systems implementing rotary technologies. The issues of approach, formation of methodology and algorithm for these calculations are being developed. Proposals are being worked out on the application of the results for the development of hysteretic electric motors and electric drives for the realization of new rotary technologies in chemical, textile, mining, agricultural, food and related with them industries.

Key words: electromechanical energy converters, nonlinear magnetic systems, thermal modes, calculations.

УДК 537.62, 621.31

ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ЦЕПЕЙ СТАТОРА И РОТОРА ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ ТОРЦЕВОГО ИСПОЛНЕНИЯ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ

С.Ю. Останин[1], Н. Абдугалиев[1], И.А. Фёдоров[1], И.М. Миляев[2], Цуй Шумэй[3], Вэй Го[3]
[1]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
[2]ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия
[3]ХПУ, Харбин, Китай
E-mail: OstaninSY@mpei.ru

В статье разрабатываются вопросы применения новых материалов для магнитных цепей статора и ротора гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения с целью повышения энергетических показателей преобразователей. Исследуются магнитные и гистерезисные свойства новых материалов статора и ротора. Исследуются электромагнитные потери в рассматриваемых преобразователях, влияние электромагнитных потерь на показатели преобразователей. Прорабатываются предложения по практическому применению полученных результатов.
Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи энергии, торцевое исполнение, магнитные материалы, исследование.

Введение

Гистерезисные электромеханические преобразователи энергии в режиме синхронного гистерезисного электродвигателя торцевого исполнения (СГДТ) [1] широко применяются для электропривода рабочих органов различных технологических агрегатов, машин и линий [1-4]. Совершенствование таких электродвигателей, в частности, для повышения их коэффициента полезного действия (КПД) актуально. Это обусловлено тем, что вследствие массовости применения СГДТ, даже небольшое, на доли процентов, повышение КПД даёт существенную экономию электроэнергии и большой экономический эффект.

Использование новых материалов для магнитных цепей статора и ротора – одно из важных направлений совершенствования СГДТ [5-8]. При проведении исследований СГДТ решались следующие основные задачи:

- анализ эффективности замены базового материала магнитопровода статора – стали 3431 на аморфный материал типа ГМ-14ДС;
- повышение вращающего момента СГДТ за счёт совершенствования обмотки статора по сравнению с базовым вариантом электродвигателя;
- анализ эффективности, достигаемой при использовании для диска ротора СГДТ новых магнитных материалов с улучшенными свойствами;
- выбор и анализ оптимального энергетического режима работы СГДТ с управлением магнитным возбуждением СГДТ (с перевозбуждением);
- исследование и количественный анализ электромагнитных потерь.

Исследования проводились с использованием математического моделирования электромагнитных и электромеханических процессов в СГДТ и электромагнитных расчётов, выполняемых в НИУ «МЭИ», и экспериментов,

проводимых на базовом предприятии при испытаниях СГДТ в составе технологического механизма в реальных производственных условиях.

Материал диска ротора СГДТ характеризуется магнитными и гистерезисными свойствами. Магнитные свойства определяются, в первую очередь, зависимостью $B_{\mathrm{m}}(H_{\mathrm{m}})$, где B_{m} – значения максимальной индукции семейства вложенных один в другой основных симметричных циклов перемагничивания диска ротора, H_{m} – значения максимальной напряжённости этих циклов. Гистерезисные свойства определяются зависимостями:

$$b_r(B_{\mathrm{m}}) = B_r(B_{\mathrm{m}}) / B_{\mathrm{m}}; \quad (1)$$

$$h_C(B_{\mathrm{m}}) = H_C(B_{\mathrm{m}}) / H_{\mathrm{m}}; \quad (2)$$

$$k_{\mathrm{B}}(B_{\mathrm{m}}) = S_{\mathrm{цг}} / (4 \cdot B_{\mathrm{m}} \cdot H_{\mathrm{m}}) \approx b_r(B_{\mathrm{m}}) \cdot h_C(B_{\mathrm{m}}), \quad (3)$$

где b_r – относительные, а B_r – абсолютные значения остаточной индукции основных симметричных циклов перемагничивания диска ротора; h_C – относительные, а H_C – абсолютные значения коэрцитивной силы этих основных циклов перемагничивания; k_{B} – значения коэффициента выпуклости, а $S_{\mathrm{цг}}$ – значения площади указанных циклов перемагничивания.

Для дисков роторов серийно выпускаемых вариантов СГДТ традиционно используется высокопрочная сталь 70С2ХА с химическим составом по ГОСТ 14959-79 в сортаменте холоднокатаная лента по ГОСТ 2283-79. В табл. 1 приведены магнитные и гистерезисные свойства серийного материала – стали 70С2ХА при максимальной магнитной проницаемости μ_{m} (индекс «μ»).

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

№	Параметр, характеризующий свойства	Единица измерения	Значение
1	Индукция $B_{\mathrm{m}\mu}$	Тл	1,050
2	Относительная коэрцитивная сила $h_{C\mu}$, не менее	Отн. ед.	0,818
3	Относительная остаточная индукция $b_{r\mu}$	Отн. ед.	0,855
4	Коэффициент выпуклости $k_{\mathrm{B}\mu}$	Отн. ед.	0,700
5	Сортамент поставки материала	–	холоднокатаная лента – С по ГОСТ 2283-79

Важное достоинство этой стали – пологий вид характеристик, показывающих в графической форме зависимости гистерезисных свойств b_r, h_C, k_{B} от B_{m} в диапазоне изменения (0,50...1,10) $B_{\mathrm{m}\mu}$, что хорошо согласуется с неравномерным распределением B_{m} и H_{m} по радиусу диска ротора СГДТ.

1. Исследование гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения с новыми материалами магнитных цепей статора и ротора

В табл. 2 приведены основные параметры и показатели СГДТ и используемые в докладе их обозначения и единицы измерения.

Таблица 2 – Основные параметры и показатели СГДТ, их обозначения и единицы измерения

№	Параметр, показатель	Обозначение	Единица измерения
1	Текущее значение напряжения электропитания	U	В
2	Повышенное значение напряжения электропитания при управлении	U_1	В
3	Пониженное значение напряжения электропитания при управлении	U_2	В
4	Индукция магнитного поля в зубцах	B_Z	Тл
5	Индукция магнитного поля в ярме	$B_Я$	Тл
6	Магнитные потери в зубцах магнитопровода статора	$\Delta P_{МАГ.Z}$	Вт
7	Магнитные потери в ярме магнитопровода статора	$\Delta P_{МАГ.Я}$	Вт
8	Суммарные магнитные потери в ярме и зубцах магнитопровода статора	$\Delta P_{МАГ.Я,Z}=\Delta P_{МАГ.Я}+$ $+\Delta P_{МАГ.Z}$	Вт

В результате математического моделирования электромагнитных и электромеханических процессов в СГДТ и электромагнитных расчётов, выполненных в НИУ «МЭИ», были спроектированы и изготовлены макеты СГДТ. В табл. 3 представлены результаты расчётов и испытаний макетов СГДТ. Числовые значения в таблицах и тексте доклада для удобства анализа и обобщения даны в относительных единицах: как отношения реальных значений напряжения U и частоты f к их номинальным значениям $U_Н$ и $f_Н$; как отношения реальных значений индукции магнитного поля к B_m; как отношения магнитных потерь (потерь «в стали») $\Delta P_{МАГ}=\Delta P_{МАГ.Z,Я}+\Delta P_{ДОБ}$, в зубцах и ярме $\Delta P_{МАГ.Z,Я}=\Delta P_{МАГ.Z}+\Delta P_{МАГ.Я}$ к потребляемой активной мощности СГДТ P_1. Испытания показали, что расчётные и реальные значения магнитных потерь при замене материала магнитопровода статора – стали 3431 на аморфный материал практически совпали. Эта замена – важное средство повышения КПД СГДТ, которое составляет 2…3 %, и отвечает всем тенденциям современного электромашиностроения с учётом снижения стоимости аморфных материалов и решения технологических задач их обработки. Дальнейшее повышение КПД СГДТ связано с исследованием и снижением дополнительных потерь.

Были проведены оптимизационные электромагнитные расчёты, направленные на повышение КПД спроектированного СГДТ путём изменения магнитной жёсткости $H_{m\,\mu}$ материала ротора при сохранении гистерезисных характеристик (b_r, h_C, $k_В$), свойственных стали 70С2ХА.

Таблица 3 – Расчётные данные для вариантов СГДТ с диском ротора номинальной толщины $\Delta_{РН}$ с номинальным наружным диаметром $D_{РНН}$

Параметры	Единица измерения	Базовый вариант СГДТ		Новый вариант СГДТ № 1		Новый вариант СГДТ № 2	
Материал	–	Ст. 3431	ГМ-14ДС	Ст. 3431	ГМ-14ДС	Ст. 3431	ГМ-14ДС
U	Отн. ед.	$U=U_Н$ (синхронный режим без управления), $f=0{,}912 \cdot f_Н$					
B_Z	Отн. ед.	0,076	0,103	—	—	0,084	0,114
$B_Я$	Отн. ед.	0,161	0,235	—	—	0,178	0,260
$\Delta P_{МАГ.Z}$	Отн. ед.	0,006857	0,000686	—	—	0,008571	0,000829
$\Delta P_{МАГ.Я}$	Отн. ед.	0,046286	0,004743	—	—	0,057143	0,005629
$\Delta P_{МАГ.Я,Z}$	Отн. ед.	0,053143	0,005429	—	—	0,065714	0,006457
U_1/U_2	Отн. ед.	1,000/0,737 (синхронный режим с управлением), $f=0{,}912 \cdot f_Н$					
B_Z	Отн. ед.	0,061	0,083	—	—	0,067	0,098
$B_Я$	Отн. ед.	0,128	0,187	—	—	0,141	0,206
$\Delta P_{МАГ.Z}$	Отн. ед.	0,004571	0,000486	—	—	0,005429	0,000629
$\Delta P_{МАГ.Я}$	Отн. ед.	0,029429	0,003229	—	—	0,035714	0,003800
$\Delta P_{МАГ.Я,Z}$	Отн. ед.	0,034000	0,005429	—	—	0,041143	0,004429
U	Отн. ед.	$U=U_Н$ (синхронный режим без управления), $f=f_Н$					
B_Z	Отн. ед.	0,069	0,093	0,080	0,108	0,076	0,098
$B_Я$	Отн. ед.	0,145	0,212	0,169	0,247	0,160	0,234
$\Delta P_{МАГ.Z}$	Отн. ед.	0,006286	0,000657	0,008571	0,000857	0,007714	0,000771
$\Delta P_{МАГ.Я}$	Отн. ед.	0,042857	0,004514	0,058286	0,005857	0,052286	0,005343
$\Delta P_{МАГ.Я,Z}$	Отн. ед.	0,049143	0,005171	0,066857	0,006714	0,060000	0,006114
U_1/U_2	Отн. ед.	1,000/0,737 (синхронный режим с управлением), $f=f_Н$					
B_Z	Отн. ед.	0,055	0,074	0,064	0,087	0,061	0,083
$B_Я$	Отн. ед.	0,155	0,168	0,135	0,197	0,128	0,187
$\Delta P_{МАГ.Z}$	Отн. ед.	0,004000	0,000457	0,005429	0,000571	0,005143	0,000543
$\Delta P_{МАГ.Я}$	Отн. ед.	0,027143	0,003057	0,037143	0,004000	0,033429	0,003657
$\Delta P_{МАГ.Я,Z}$	Отн. ед.	0,031143	0,003514	0,042571	0,004571	0,038571	0,004200

Расчёты показали, что оптимальное значение $H_{m\mu}$ на 44 % выше имеющего место при $B_{m\mu} = 1{,}05$ Тл. Оно, в сочетании с оптимизацией обмоточных данных и размера воздушного зазора, даёт следующее улучшение показателей СГДТ с изменёнными свойствами ротора по сравнению с базовым вариантом:

1) Замена материала ротора повышает КПД в режиме без управления магнитным возбуждением СГДТ на 1,6 (3,7) %, в режиме с управлением магнитным возбуждением – на 4,3 (4,9) %, мощность опрокидывания $W_{ОПР}$ – соответственно – на 5,6 (2,4) и на 26,0 (21,8) %. Здесь и далее числовые значения без скобок относятся к варианту с базовыми размерами паза и лобовых частей и обмоточными данными, а значения в скобках – к варианту с новыми размерами паза и лобовых частей и новыми обмоточными данными.

2) За счёт снижения $I \cdot W_С$ на 2,7 % можно сверх этого снизить дополнительные потери на 6…9 % и дополнительно увеличить КПД.

3) При повышении $H_{m\mu}$ на 18,5 % может быть получено дополнительное увеличение $W_{ОПР}$: в режиме без управления магнитным возбуждением СГДТ – на 8,3 (8,8) %, в режиме с управлением – на 14,1 (13,0) %. Однако при этом повышение КПД составляет соответственно только 0,8 (3,1) и 3,3 (3,6) %.

На основании результатов проведённых расчётов разработаны требования к оптимальному с позиций показателей СГДТ материалу дисков роторов. В табл. 4 приведены физико-механические свойства, а в табл. 5 – магнитные и гистерезисные свойства, требуемые для материала дисков роторов СГДТ.

Таблица 4 – Физико-механические свойства, требуемые для материала дисков роторов СГДТ

№	Параметр, характеризующий свойства	Единица измерения	Значение
1	Предел прочности на разрыв, не менее	МПа	1800 (2100)
2	Предел текучести, не менее	МПа	1600 (1800)
3	Относительное удлинение, не менее	%	5
4	Твёрдость по методу Бринелля	МПа	уточняется
5	Коэффициент линейного расширения	–	$\cong 1{,}2 \cdot 10^{-6}$
6	Электрическое сопротивление	Ом	максимально высокое

Таблица 5 –Магнитные и гистерезисные свойства, требуемые для материала дисков роторов

№	Параметр, характеризующий свойства	Единица измерения	Значение
1	Индукция насыщения B_S, не менее	Тл	1,4
2	Индукция $B_{m\mu}$	Тл	0,95…1,10
3	Относительная коэрцитивная сила $h_{C\mu}$, не менее	Отн. ед.	0,82
4	Относительная остаточная индукция $b_{r\mu}$	Отн. ед.	0,86…0,90
5	Коэффициент выпуклости $k_{В\mu}$	Отн. ед.	0,70...0,80
6	Характер зависимостей h_C, b_r, $k_В$ от индукции $B_{m\mu}$	–	как у стали 70С2ХА
7	Чувствительность зависимостей h_C, b_r, $k_В$ от индукции $B_{m\mu}$ к механической обработке резанием	–	не чувствительны
8	Чувствительность зависимостей h_C, b_r, $k_В$ от индукции $B_{m\mu}$ к механической обработке шлифованием	–	не чувствительны
9	Коэффициент магнитострикции	Отн. ед.	отрицательный, значение уточняется в процессе разработки материала
10	Необходимое время сохранения свойств, не менее	Год	10
11	Температура, при которой должны сохраняться свойства, t	°С	–40 – +130
12	Сортамент поставки материала	–	холоднокатаная лента – С по ГОСТ 2283-79

Заключение

Исследования показали, что замена материала магнитопровода статора на аморфный материал является важным средством повышения КПД СГДТ. Дальнейшее повышение КПД связано со снижением дополнительных потерь.

Поиск нового материала диска ротора дал следующие результаты:

1) Магнитные и гистерезисные свойства сплава ЧС-35 не отвечают требованиям и его использовать нецелесообразно. Свойства отечественных сверхпрочных сплавов на основе мартенситно-стареющих сталей не в полной мере отвечают требованиям и работу по ним целесообразно продолжить.

2) Необходимы исследования по возможному повышению прочностных и гистерезисных характеристик дисков роторов из новых материалов.

3) Целесообразно использовать новые материалы и сплавы разработки металлофизических институтов РАН, в том числе ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН с дополнительными исследованиями механических и гистерезисных свойств.

Таким образом, с высокой точностью расчётным путём определены магнитные и гистерезисные свойства материала диска ротора СГДТ, оптимальные с позиций рабочих, в том числе энергетических показателей спроектированных СГДТ, и разработаны комплексные требования к материалу. Получение требуемого материала для изготовления партии дисков роторов, их испытаний в составе макетных и опытных образцов перспективных технологических механизмов требует дополнительных исследований. Также расчётным путём с высокой точностью проведено исследование потерь мощности и оптимального энергетического режима работы СГДТ.

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. Мартынов И. А., Прошков А. Ф., Яскин А. П. и др. Машины и агрегаты текстильной и легкой промышленности: Энциклопедический справочник. Том IV-13. – М.: Машиностроение, 1997.

3. Динамика мотор-подшипников / А.Г. Шнайдер, И.К. Пчелин. — Москва : Наука, 2007. — 276 с.

4. Musina T. K. 100 years of chemical fibres' development in Russia. M.: Mytischi October, 2009.

5. Миляев И.М., Юсупов В.С., Стельмашок С.И., Миляев А.И. Магнитные и механические свойства порошковых магнитотвёрдых сплавов 22Х15К, 30Х8К2М и 30Х20К2М2В // Приборы, 2016, № 7, с. 34-36.

6. Jin S., Chin G.Y., Wonsiewicz B.C. A low cobalt ternary Cr-Co-Fe alloy for telephone receiver magnet use //IEEE Transactions on Magnetics. 1980. MAG-16. No. 1.P. 139-146.

7. Ahmad Z., ul Haq A., Husain S.W., Abbas T. "Influence of Ti content on magnetic and microstructural properties of Fe-28Cr-15Co-3,5Mo permanent magnets". Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003, 257, 397-402.

8. Миляев И.М., Юсупов В.С., Стельмашок С.И., Миляев А.И. Магнитные и механические свойства магнитотвёрдых сплавов Fe-Cr-Co, легированных молибденом и вольфрамом //Инновационные металлические материалы. Монография. Магнитогорский государственный технологический университет им. Г.Н. Носова, 2016, глава 3, с. 59-75.

APPLICATION OF NEW MATERIALS FOR MAGNETIC CIRCUITS OF THE STATOR AND ROTOR OF HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS OF THE END FACE DESIGN TO INCREASE ENERGY PERFORMANCES

S.Y. Ostanin[1], N. Abdugaliyev[1], I.A. Fyodorov[1], I.M. Milyaev[2], Cui Shumei[3], Wei Guo[3]

[1]National Research University «MPEI», Moscow, Russia

[2]Institute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

[3]Harbin Institute of Technology, Harbin, China

E-mail: OstaninSY@mpei.ru

The article deals with the application of new materials for the magnetic circuits of the stator and rotor of hysteretic electromechanical energy converters of the end face design in order to increase the energy performances of the converters. Magnetic and hysteresis properties of new stator and rotor materials are investigated. Electromagnetic losses in the converters under consideration, and the effect of electromagnetic losses on the performances of the converters are investigated. Proposals for the practical application of the obtained results are being worked out.

Key words: hysteretic electromechanical energy converters, end face design, magnetic materials, research.

УДК 621.396.67

К РАСЧЕТУ И МОДЕЛИРОВАНИЮ ПОЛОСНО-ЗАГРАЖДАЮЩЕГО ФИЛЬТРА ФИДЕРНОГО ТРАКТА

Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова
ФГБОУ ВО «Московский энергетический институт», Москва, Россия
E - mail: AlexeychikLV@mpei.ru

Проведен расчет и моделирование частотных характеристик полосно заграждающего фильтра (ПЗФ), выполненного на диэлектрических резонаторах (ДР), установленного в приемо-передающем тракте повышенной мощности L-диапазона длин волн. ПЗФ предназначен для развязки сигналов передатчика повышенной мощности в тракте приемника. Предложен подход к расчету ПЗФ, имеющего инверсную чебышевскую характеристику, с помощью обобщенной матрицы передачи, описывающей процесс возбуждения ДР сторонними источниками. Проведен учет тепловых потерь, вносимых ПЗФ в тракт приемника. Предложенная методика расчета ПЗФ может быть применена на другие типы СВЧ фильтров повышенной мощности.
Ключевые слова: фильтры СВЧ, диэлектрические резонаторы, численное моделирование.

Введение

Разработки микроволновых диэлектрических резонаторов и различных функциональных СВЧ устройств на их основе начались еще в 60-е годы прошлого века и продолжают интенсивно развиваться в настоящее время с продвижением в сторону миллиметровых и субмиллиметровых диапазонов волн вплоть до оптического диапазона. Наиболее широкое распространение получили частотно-избирательные устройства на ДР, такие как фильтры, диплексеры, мультиплексеры. малошумящие усилители, генераторы и другие функциональные устройства благодаря уникальному сочетанию высоких электрических характеристик избирательности и термостабильности при малых весогабаритных показателях в сравнении с традиционными волноводными СВЧ устройствами.

В данной работе проводится расчет и моделирование частотных характеристик ПЗФ коаксиальной конструкции на ДР, предназначенный для развязки приемо-передающего тракта спутникового ретранслятора L-диапазона. Ввиду сложности электродинамической системы ПЗФ использовалось сочетание аналитических и численных методов расчета, что позволило авторам получить достаточно точные частотные характеристики элементов матрицы рассеяния ПЗФ и его рабочие параметры, такие как параметр внешней связи звена на ДР с коаксиальной линией передачи, собственная и нагруженная добротности системы, а также влияние нерезонансных возмущений, вносимых в линию передачи. Указанные параметры служат исходными данными для синтеза ПЗФ на заданных частотных характеристиках (ЧХ) [1,2].

На рис. 1 представлена конструкция звена ПЗФ с ДР и проводником петли связи, который подсоединяется к внутреннему проводнику коаксиальной линии.

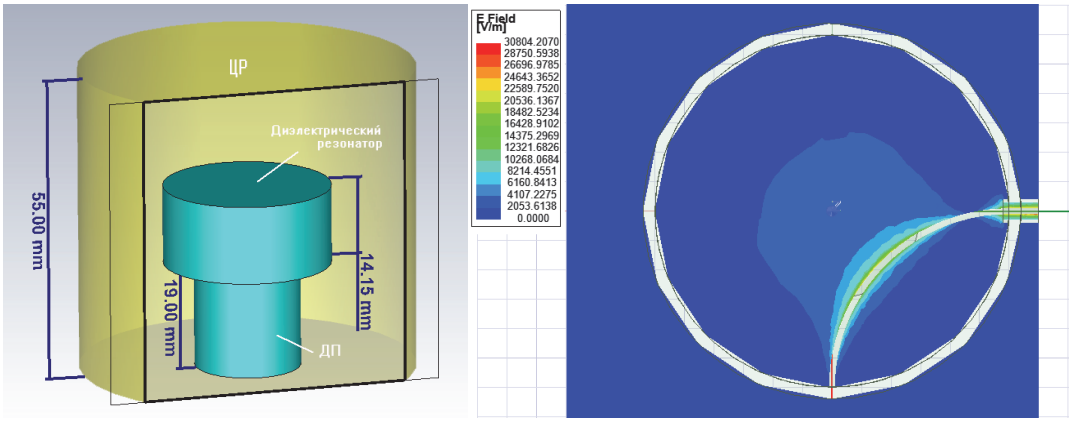


Рис. 1. Конструкция звена ПЗФ с ДР и петлей связи

Как видно из рис. 1, ДР установлен осесимметрично на диэлектрической подставке (ДП) внутри металлического цилиндрического резонатора (ЦР). Узлы электрического поля в области проводника петли связи расположены на расстоянии 44,2 мм, что соответствует порядка $\lambda_0/2$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве. Расчет резонансной частоты и собственной добротности рабочего типа колебания системы ЦР-ДР-ДП проведен с помощью программы CST Microwave Studio [3]. Геометрические размеры и материал конструкции: для ЦР диаметр 60 мм, высота 55 мм, материал покрытия серебро; для ДР диаметр 30 мм, высота 14,15 мм, материал керамика ТБ42 (ε=44,85, $\tan\delta = 1*10^{-5}$); для ДП диаметр 30 мм, высота 19,0 мм, материал нитрид бора (ε=4,3, $\tan\delta=2*10^{-4}$).

Численное моделирование звена ПЗФ позволило определить тип колебаний как низший магнитный тип $H_{01\delta}$, имеющий резонансную частоту 1643,5 МГц и собственную добротность не менее 30000.

Конструкция ПЗФ выполнена из пяти каскадно соединенных резонансных звеньев, подсоединенных к внутреннему проводнику коаксиальной линии (КЛ) через электрические расстояния в четверть длины волны на резонансной частоте звена. Синтез фильтра использует аппроксимацию АЧХ с инверсной чебышевской характеристикой. Расчетные G-параметры и β-параметры связи звена с КЛ [2] приведены в табл. 1.

Таблица 1 – Расчетные G-параметры и β-параметры

k	G_k	β_k
1	0,680143	12
2	1,25537	36
3	1,48987	30
4	1,25537	36
5	0,680143	12

На рис. 2-3 приведены расчетные характеристики АЧХ ПЗФ, на рис. 3 КСВН расчетного ПЗФ.

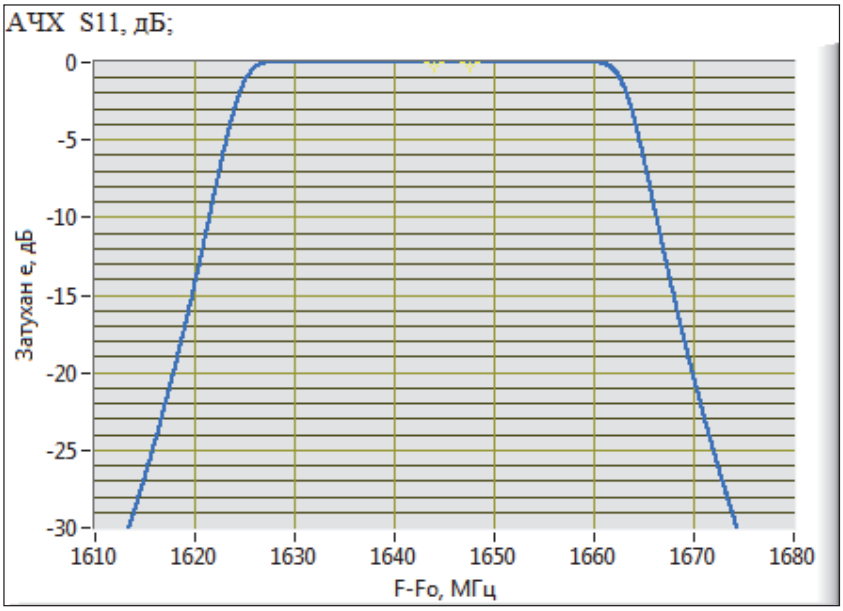


Рис. 2. АЧХ коэффициента отражения S11

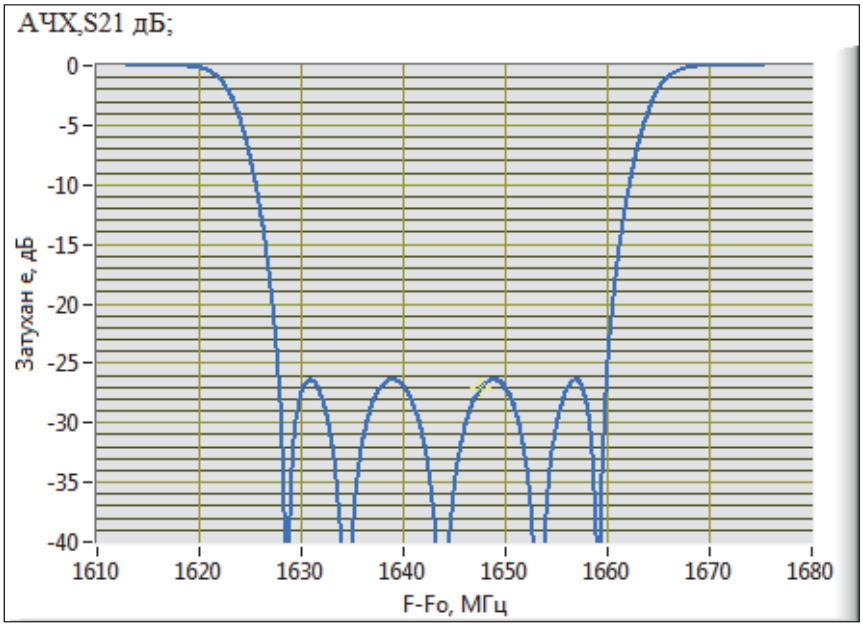


Рис. 3. АЧХ коэффициента прохождения S21

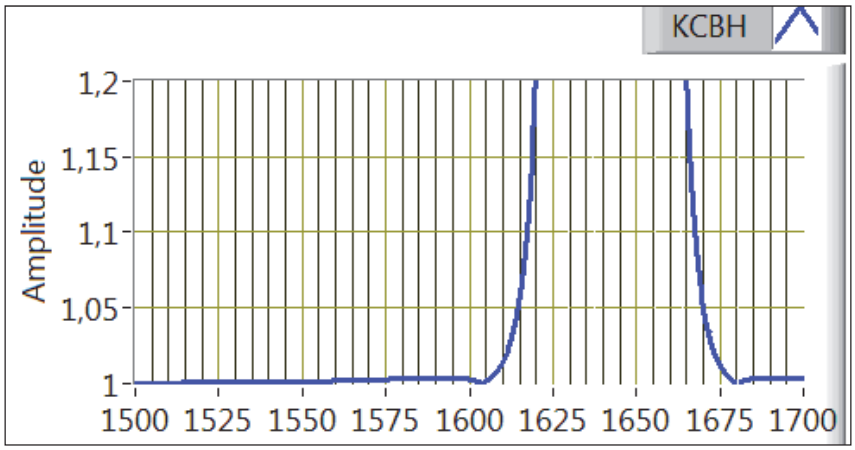


Рис. 4. КСВН расчетного ПЗФ

Представленные на рис. 2-4 кривые частотных зависимостей получены без учета вносимых потерь. Влияние потерь проведено по методике, изложенной в [5], использующей описание ПЗФ с помощью обобщенной матрицы передачи. На рис.4 приведена АЧХ коэффициента отражения с учетом потерь. Видно, что влияние потерь приводит к сглаживанию вершины кривой и незначительно сужает кривую по диапазону частот в сравнении с идеализированным случаем АЧХ без потерь.

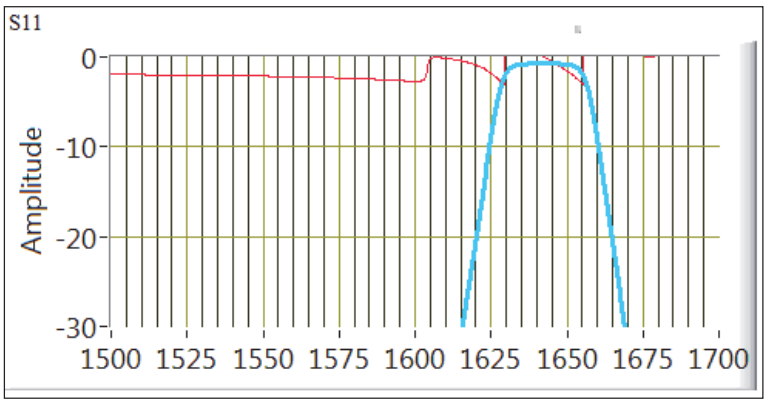


Рис. 4. АЧХ коэффициента отражения S11 с учетом потерь

На рис. 5 приведено распределение тепловых потерь в звеньях ПЗФ в диапазоне частот, преимущественно расходуемые на нагрев ДР, описываемое диагональным элементом матрицы потерь П12. Видно, что максимальный нагрев звеньев с ДР достигается на склонах ЧХ фильтра.

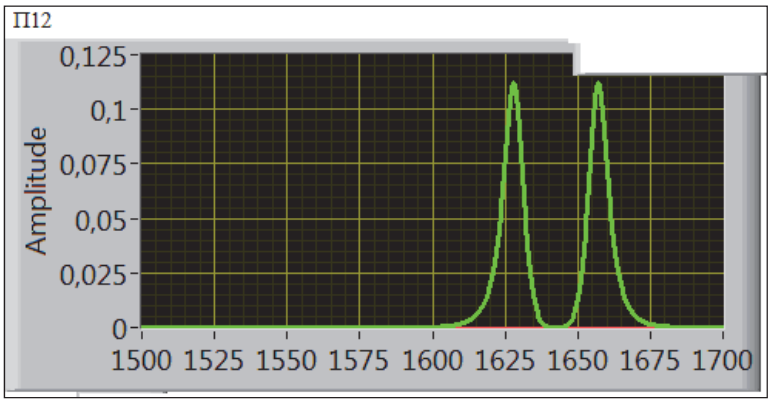


Рис. 5. АЧХ матрицы потерь П12 (ЧХ относительных тепловых потерь ПЗФ)

Значение интеграла от кривой рис. 5 не превышает примерно 3% от мощности в тракте передатчика (порядка 150 Вт), что достаточно для стабильной работы ДР при обеспечении мер по отводу от него тепла.

При петлевом возбуждении звена с ДР параметры внешней связи составляли порядка 12-35, что соответствует нагруженной добротности резонансной системы $Q_н$ = 1000-1500, при собственной добротности системы порядка $Q_р$=10000-30000.

Список литературы

1. 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.
2. 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.
3. Вносимые потери и тепловыделение СВЧ-фильтров передающего фидерного тракта повышенной мощности / Л.В. Алексейчик, Н.В. Андриевский, Н.В. Павлов // ЭЛЕКТРОСВЯЗЬ. – 2018. – № 9. – С. 45-50.
4. Курушин А.А., Пластиков А.Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio. –М. Издательство МЭИ, 2012, 152 с.

TO DESIGN AND MODELING THE FEEDER PATH BANDSTOP FILTER

L.V. Alekseychik, M.P. Zhokhova
Moscow Power Engineering Institute, Moscow, Russia
E–mail: AlexeychikLV@mpei.ru

Calculation and modeling of frequency characteristics of the bandstop filter (BSF) made on dielectric resonators (DR) installed in the receiving-transmitting path of increased power of the L-band of wavelengths was carried out. BSF is used for isolation of high power transmitter signals in the receiver path. An approach to calculating a BSF having an inverse Chebyshev characteristic using a generalized transmission matrix describing the process of excitation of DR by sources is proposed. The heat losses introduced by the BSF into the receiver path were taken into account. The proposed method of calculating BSF can be applied to other types of microwave filters of increased power.

Keywords: microwave filters, dielectric resonators, numerical modeling.

УДК 621.372.826

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ЩЕЛЬЮ В СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Л.В. Алексейчик, А. А. Курушин
ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Россия, Москва
E–mail: AlexeychikLV@mpei.ru

Проведено моделирование задачи возбуждения полуцилиндрического диэлектрического резонатора (ДР) электромагнитным полем щели, выполненной в широкой стенке прямоугольного металлического волновода U диапазона волн. ДР изготовлен их высокопроницаемого диэлектрика с малыми потерями. В результате численного моделирования данной конструкции с помощью программы CST Microwave Studio получены основные технические параметры антенны на ДР (DRa), а также картины распределения векторов результирующего электромагнитного поля и частотные характеристики. По кривым АЧХ и временным данным скорости затухания процесса возбуждения ДР получены значения нагруженной добротности, собственной добротности и добротности связи ДР со свободным пространством. Приведена диаграмма направленности ДР, демонстрирующая свойства ДР как антенных элементов СВЧ диапазона.

Ключевые слова: диэлектрические резонаторы, моделирование процесса дифракции, плоская электромагнитная волна

Возможности применения диэлектрических резонаторов (ДР) в качестве антенных элементов рассматривались еще в первых работах при исследованию собственных типов колебаний диэлектрических тел с высокой диэлектрической проницаемостью, обладающих внутренними и внешними электромагнитными полями, энергия которых способна излучаться в окружающее свободное пространство, в частности при исследовании спектров колебаний диэлектрического шара [1]. Поэтому в конструкциях СВЧ устройств на ДР требовались меры по устранению излучения с помощью экранов, которыми могли служить металлические стенки линий передачи или специальные экранирующие устройства [2]. Одни из первых реализаций волноводных и полосковых конструкций антенн на ДР приведены в работах [3,4]. В настоящее время продолжаются интенсивные исследования антенн на ДР (DRa) в области частот мм- и субмм- диапазонов, вплоть о оптического диапазона [5,6]. С развитием мобильной и космической связи антенны на ДР получили распространение в средствах связи миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн. При этом остается важным исследование физических процессов дифракции ДР при возбуждении их сторонними источниками, что открывает новые возможности для совершенствования антенных СВЧ элементов и решеток на основе ДР.

В работе проведено численное моделирование электромагнитного поля полуцилиндрического (дискового) ДР, возбужденного на низшем типе колебаний, близким по структуре поля к типу колебания целого дискового ДР $H_{01\delta}$, и установленного на щели, выполненной в широкой стенке прямоугольного металлического волновода, как показано на рис.1. Анализ полученных

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

Полуцилиндрический ДР изготовлен из высокопроницаемого диэлектрического материала с относительной диэлектрической проницаемостью равной $\varepsilon = 44$ и тангенсом угла потерь $tg\delta = 10^{-4}$. Геометрические размеры ДР: диаметр 5 мм, толщина 2,5 мм. Собственная резонансная частота ДР находится в окрестности 15 ГГц и уточняется при моделировании. Численное моделирование поставленной задачи проведено с помощью программы CST Microwave Studio [7].

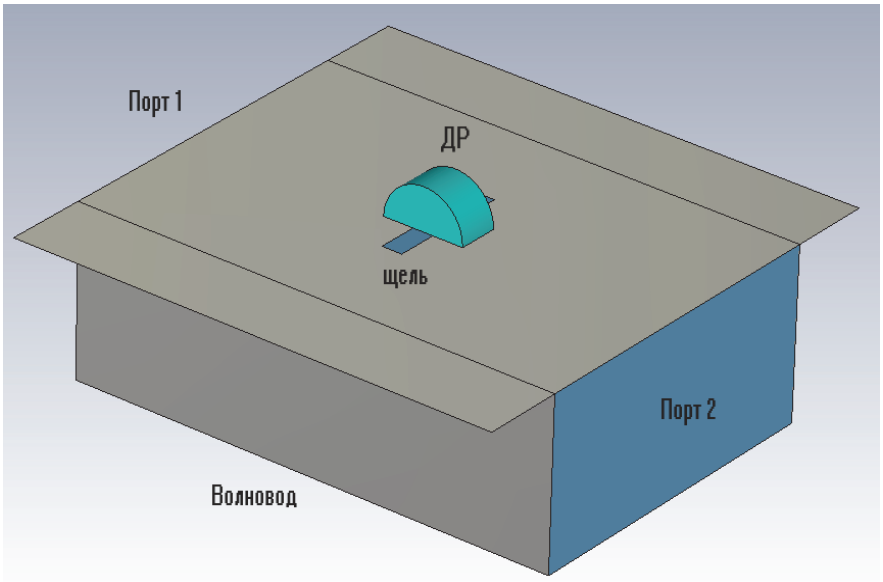


Рис. 1. Полуцилиндрический ДР,
симметрично установленный на щели в широкой стенке волновода

Верхняя стенка волновода выполнена квадратной формы для обеспечения симметрии экранирующей поверхности для ДР. В волноводе обеспечивается распространение рабочего H_{10} типа волны. В результате возбуждения ДР часть энергии его электромагнитного поля эффективно излучается в свободное пространство. На рис.2 и рис.3 приведены картины распределения векторов электрического и магнитного полей в области ДР и волновода, подтверждающие тип волны волновода и тип колебаний ДР, как описанные ранее.

При этом, судя по картине результирующего электрического поля, в ДР образован вихрь векторов электрического поля, подтверждающий возбуждение типа колебаний близкого к $H_{01\delta}$. На рис.3. показано распределение веторов магнитного поля ДР и волновода в плоскости YOZ.

Согласно рис.3 распределение векторов магнитного поля ДР лишь частично соответствует структуре магнитного поля идеализированного $H_{01\delta}$ типа колебания за исключением окрестности области размещения ДР и щели, где наблюдается минимум магнитного поля. Но *E*-составляющая поля имеет выраженный минимум внутри полуцилиндрического ДР в области близкой к 0,4-0,5 его радиуса, в то время как *H*-составляющая, напротив, имеет внутри этой области максимум. Учет этой особенности позволяет уточнить рабочий тип колебаний как квази-$H_{11\delta}$ дополнительной вариацией электрического поля по радиусу полуцилиндра.

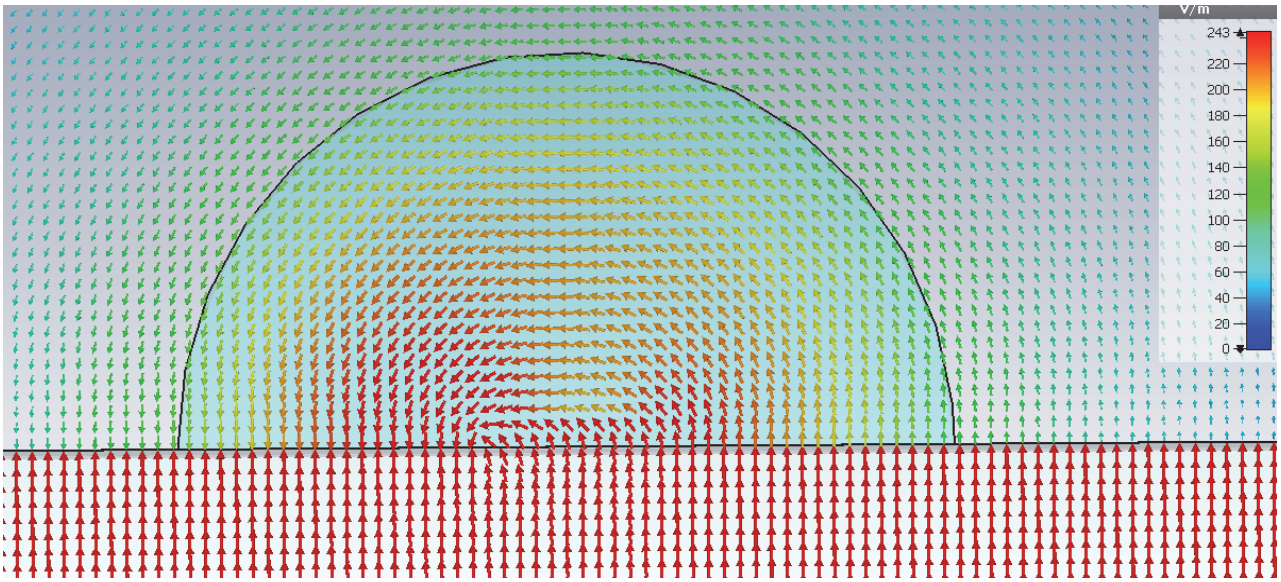


Рис. 2. Распределение векторов электрического поля ДР и волновода в плоскости YOZ

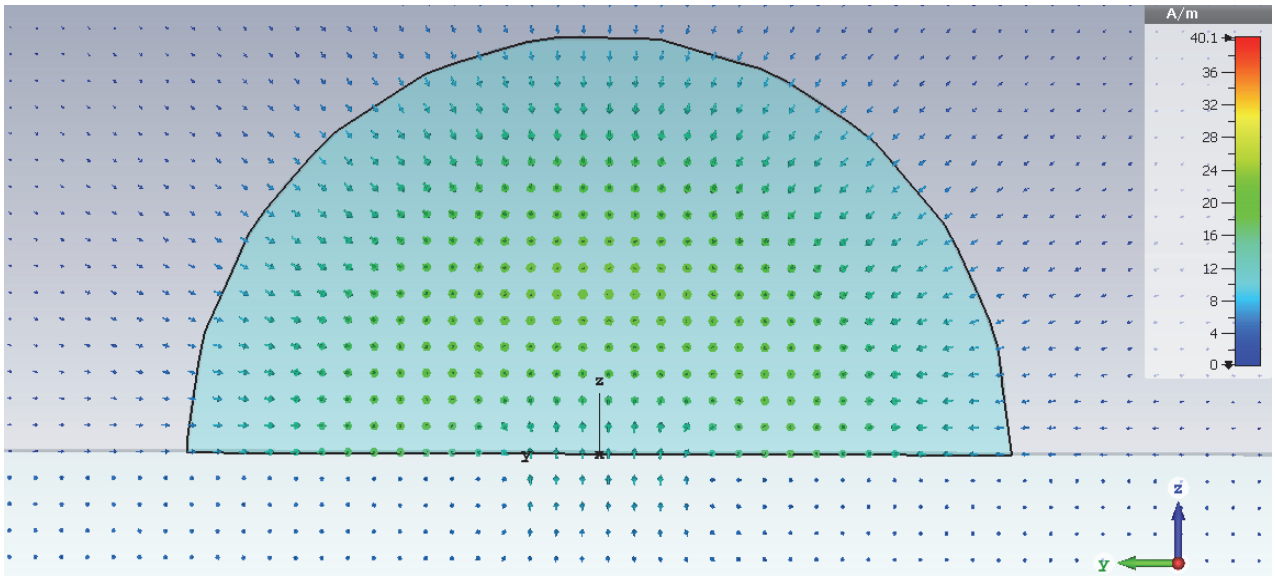


Рис. 3. Распределение векторов магнитного поля ДР и волновода в плоскости YOZ

При численном моделировании значение резонансной частоты ДР определялось из графика АЧХ (рис. 4), полученного при введении пробника магнитного поля, установленного в центре полуцилиндрического ДР и ориентированного по направлению силовых линий магнитного поля, при этом величина резонансной частоты ДР составила 15,477 ГГц.

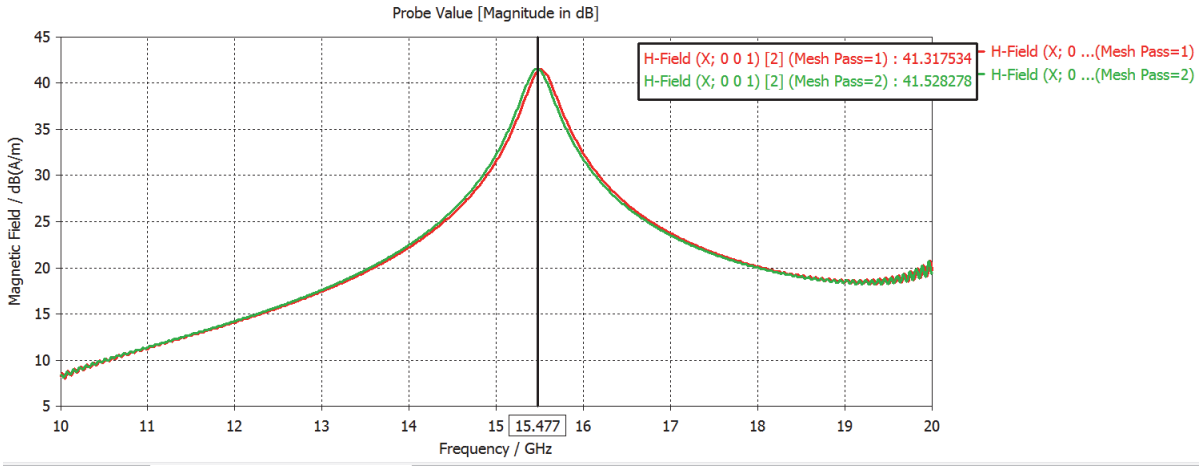


Рис.4. АЧХ пробника *H*- составляющей поля в диапазоне частот, в дБ

При обработке данных АЧХ (рис.4) уточнялись значений резонансной частоты, полосы пропускания и вносимого ослабления от максимума АЧХ по уровню -3 дБ. При этом полоса частот пропускания составила 360,0 МГц. Нагруженная добротность ДР составила значение $Q_н$ =15,477/360 = 43,0. Добротность связи Q_c ДР со свободным пространством найдена из соотношения

$$1/Q_н = 1/Q_o + `1/Q_c,$$

где Q_o - собственная добротность ДР, обратно пропорциональная tgδ материала диэлектрика ДР. Для высокодобротных диэлектриков современных керамик тангенс угла потерь tgδ составляет не более 10^{-4}, при этом добротность связи практически равна нагруженной добротности ДР.

Характеристика способности ДР на излучение приведена на рис.5, на котором представлена *3D*-диаграмма направленности излучения ДР, а на рис. 6 - её сечение в плоскости полярного угла Theta.

Согласно рис. 5 и рис. 6. диаграмма направленности ДР подобна диаграмме дальнего поля магнитного диполя, но имеет преимущество по коэффициенту усиления, максимальное значение которого составляет примерно 4,5 и по ширине диаграммы (по уровню - 3 дБ от максимального), составляющей 0.943 радиана.

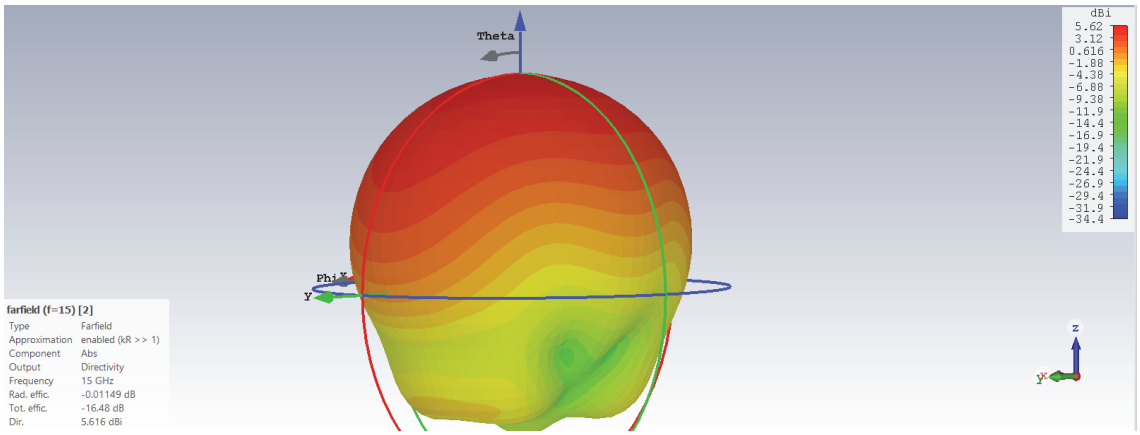


Рис. 5. 3D диаграмма направленности ДР

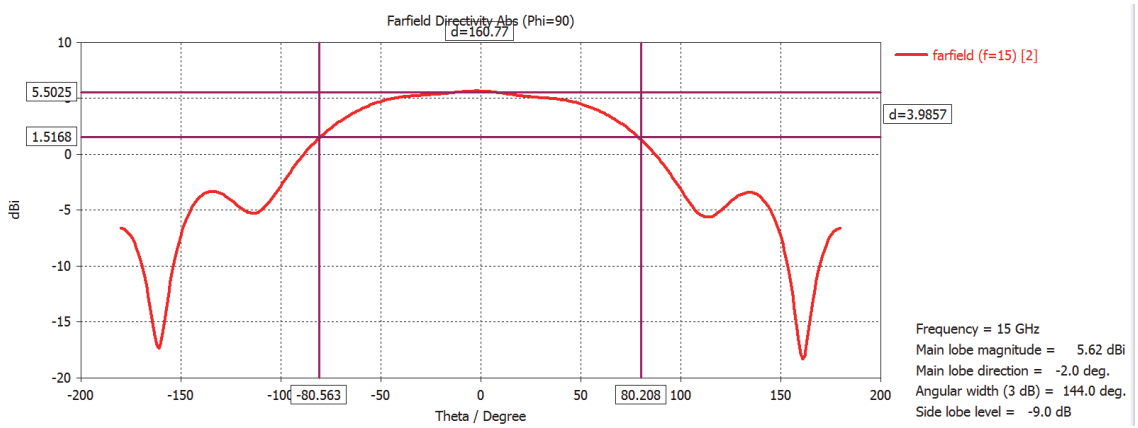


Рис.6. Сечение диаграммы направленности в меридиональной плоскости

Заключение

В результате численного моделирования задачи возбуждения вынужденных колебаний ДР под действием электромагнитного поля щели в широкой стенке прямоугольного металлического волновода выявлены физика явления дифракции и излучения полуцилиндрического ДР, особенности распределения результирующих электрического и магнитного полей ДР в ближней зоне. Установлен низший тип колебаний как магнитный квази-$H_{11\delta}$ тип колебания. Впервые получены частотные характеристики амплитуд вынужденных колебаний ДР квази-$H_{11\delta}$ типа колебания полуцилиндрического ДР. Рассчитаны значения резонансной частоты и добротности связи ДР со свободным пространством, согласующиеся с известными данными. Полученные в работе результаты представляют интерес при разработках антенн на основе диэлектрических резонаторов, получивших широкое распространение в средствах космической и мобильной сотовой связи 5-го поколения.

Литература

1. Richtmyer, R. D., «Dielectric resonators», *J. App. Phy.*, Vol. 10, 391-398, Jun. 1939.

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., Геворкян В.М, Калугин Е.И. Исследование миниатюрных диэлектрических СВЧ резонаторов в качестве антенных СВЧ элементов, - Труды МЭИ, 1981, выпуск 528, с. 31-40.

4. 1. Long, S. A., M. W. McAllister, and L. C. Shen, \The resonant cylindrical dielectric cavity antenna," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 31, No. 3, 406 - 412, May 1983

5. Безбородов Ю.М., Массалитин С.Ф. Антенные устройства на диэлектрических резонаторах // Радиотехника, 1986, № 8, с. 85-88.

6. Keyrouz1 and D. Caratelli1. Dielectric Resonator Antennas: Basic Concepts, Design Guidelines, and Recent Developments at Millimeter-Wave Frequencies, SHindawi Publishing Corporation International Journal of Antennas and Propagation, Volume 2016, Article ID 6075680, 20 pages, http://dx.doi.org/10.1155/2016/6075680

7. Курушин А.А., Пластиков А.Н. Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio. –М. Издательство МЭИ, 2012, 152 стр.

SIMULATION OF EXCITATION OF A MICROWAVE DIELECTRIC RESONATOR BY A SLIT IN THE WALL RECTANGULAR WAVEGUIDE

L.V. Alekseychik, A. A. Kurushin
National Research University "MPEI", Russia, Moscow
E–mail: AlexeychikLV@mpei.ru

The modeling of the problem of excitation of a cylindrical (disk) dielectric resonator (DR) by an electromagnetic field of a slot made in a wide wall of a rectangular metal waveguide of the U wavelength range is carried out. The DR is made of a high-permeability dielectric with low losses. As a result of numerical modeling of this design using the CST Microwave Studio program, the distribution patterns of the resulting electromagnetic field vectors and the frequency characteristics of the DR in it were obtained. The values of the loaded Q-factor, intrinsic Q-factor and the Q-factor of the link between the DR and free space were obtained. The directional diagram of the DR is shown, which demonstrates the properties of the DR as antenna elements of the microwave range.
Key words: dielectric resonators, modeling of the diffraction process, microwave antennas

УДК 621.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНФРАКРАСНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ПИТАНИЕМ ТОКОМ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Д.В. Птицын[1], Е.В. Птицына[1], А.Б. Кувалдин[2]
[1]Омский государственный технический университет, г. Омск, Россия
[2]Московский энергетический институт, г. Москва, Россия
E-mail: ptitsyndv@mail.ru

В работе рассматриваются результаты экспериментальных исследований энергетических характеристик излучательных электротехнологических установок (ИЭТУ) в сравнении двух режимов при питании переменным током 50 Гц и током сложной формы (ТСФ) для оценки их энергоэффективности по увеличению мощности потока излучения.
Ключевые слова: излучательная электротехнологическая установка, ток сложной формы, электрические характеристики излучателей, энергетическая эффективность.

Введение

ИЭТУ широко применяются для сушки материалов и покрытий, пайки, термообработки, обогрева помещений и т.д. В них используются твердотельные и газоразрядные излучатели. Среди твердотельных излучателей выделяют керамические и металлические излучатели, Последние разделяют на темные и светлые. Излучатели различают по форме нагреваемого элемента: проволочные, стержневые, плоские; по атмосфере: вакуумные и газонаполненные; по длине электромагнитных волн: светлые, темные; по конструкции: с рефлектором и без рефлектора [1 - 6]. В них используются светлые, темные и газоразрядные излучатели. ИЭТУ имеют значительную мощность, например, установки инфракрасной сушки фирмы «Пиксан» имеют мощность до 765 кВт, для сушки зерна - 130 кВт. Повышение их энергоэффективности актуально и в настоящее время [7 – 8].

В ИЭТУ можно выделить следующие направления совершенствования: применение новых материалов, изменение физических и химических параметров наполнителей излучателей, применение систем автоматизация управления режимами работы, совершенствование электрического режима. Воздействием внешних факторов (температурой, внешними электрическими и магнитными полями и др.) можно влиять на процессы в излучателях [9-10].

Значительный вклад в развитие вопросов, связанных с исследованием твердотельных и газоразрядных излучателей, их электрических параметров внесли ученые Гинзбург А.С., Рохлин Г.Н., Ляховицкий Б.М., Мешков Д.В., Борхерт Р., Левитин И.Б. и др. [1-10]. В работах Г.Н. Рохлина, О.А. Попова, И.В. Ирхина, С.А. Свитнева установлены позитивные эффекты в газоразрядных излучателях при регулировании частоты питающего тока [1, 12-13]. В электротехнологии с 80-х годов также обозначилось направление, показывающее возможность использования токов разных частот, как в гидрометаллургических процессах

электролиза, для электролиза расплавов электролитов, в дуговых процессах, процессах индукционного и диэлектрического нагрева [12-13]. Подтверждена идея о возможности использования токов разных частот и для регулирования интенсивности излучения. Позитивные эффекты в инфракрасных и газоразрядных излучателях при воздействии тока полигармонического состава установлены в работах Ф.К. Бойко, С.И. Гамазина и др. [14].

Анализ литературных источников показал целесообразность дальнейшего развития направления, связанного с совершенствованием электрического режима в электротехнологии. Была высказана идея о применении ТСФ для ИЭТУ. Это обусловило необходимость теоретических и экспериментальных исследований энергетических характеристик ИЭТУ с излучателями разных типов для выбора энергоэффективных режимов работы. Режим работы ИЭТУ характеризуется коэффициентом полезного действия (КПД). Его повышение актуально и в настоящее время.

Установлено [9-10], электромагнитная составляющая наряду с температурной способна влиять на излучение электромагнитных волн в излучателях, и изменять энергоэффективность их работы [9-10]. Поскольку теоретически исследовать процессы в излучателях, даже с учетом принятых допущений и упрощений, сложно, то в работе рассмотрена возможность экспериментальных исследований различных режимов работы ИЭТУ с излучателями разных типов.

В статье представлены результаты исследования энергетических характеристик ИЭТУ в двух предполагаемых режимах: при работе на переменном токе 50 Гц и при использовании ТСФ. Такой подход необходим для выяснения возможности увеличения мощности потока излучения в указанных режимах. Для проведения исследований необходимо было разработать методику экспериментальных исследований, создать экспериментальный стенд и выбрать контрольно-измерительные приборы.

Цель работы: проведение экспериментальных исследований энергетических характеристик излучательных электротехнологических установок со светлыми и газоразрядными излучателями для разработки энергоэффективных режимов.

1. Экспериментальные исследования

Чтобы определиться с параметрами сравнения излучателей, работающих в различных электрических режимах, потребовалось разработать методику проведения исследований и подобрать контрольно-измерительные приборы. Выбрано оборудования стенда с маломощными излучателями. Рост мощности потока излучения зависит от потерь энергии в излучателях и обусловливает повышение значения КПД ИЭТУ. По результатам экспериментов появляется возможность оценить изменение энергетических характеристик установки.

Оборудование и методика исследования

На рис. 1 дана функциональная схема оборудования для исследования энергетических характеристик излучателей в двух электрических режимах (при питании ТСФ и переменным током 50 Гц).

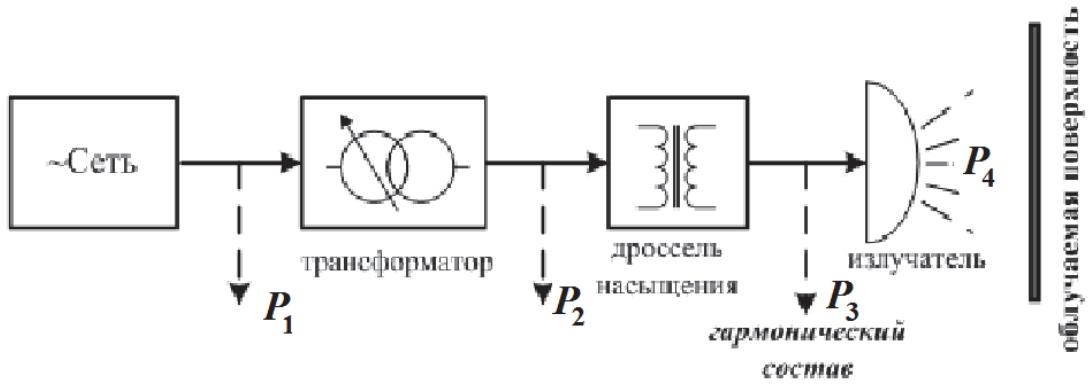
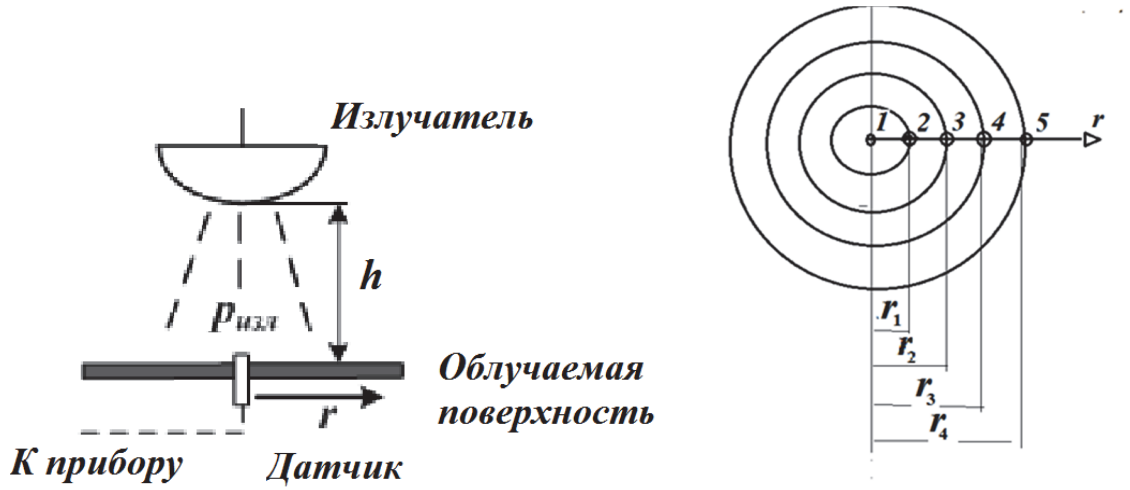


Рисунок 1 - Функциональная схема исследования энергетических характеристик излучателей

Проблема по экспериментальному исследованию энергетических характеристик излучателей разных типов в сравнении двух электрических режимах решена и опубликована в [12-13].

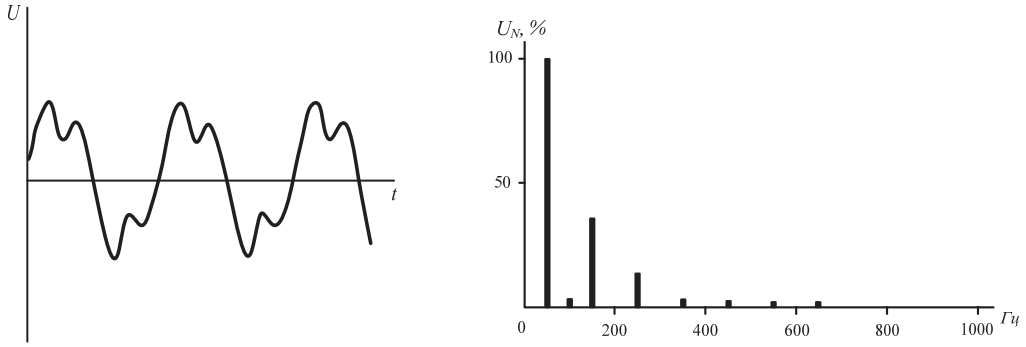
На рис. 2 а и б представлен один из возможных вариантов схемы расположения излучателя и облучаемой поверхности и точек измерения на ней для измерения потока лучистой энергии. В экспериментах невозможно охватить все разнообразие сочетаний, поэтому было принято решение об измерении потока лучистой энергии по нормали при горизонтальном перемещении датчика. Далее была выполнена обработка полученных результатов экспериментов. Следующий момент – связан с выбором состава ТСФ.



а) б)

Рисунок 2 - Схема измерения плотности потока излучения:
расположение излучателя и облучаемой поверхности (*а*) и точек измерения на ней (*б*)

Гармонический состав ТСФ и значения амплитуд гармоник подбирались путем регулирования тока подмагничивания ДН и выходного напряжения трансформатора. В экспериментах использовались разные значения тока сложной формы: ТСФ, осциллограммы и параметры которых приведены на рис. 3 и табл. 1.



а) б)

Рисунок 3 - Осциллограмма ТСФ (1) (*а*) и спектр напряжения ДН (б) при подмагничивании 0.4 $I_{п.max}$

Таблица 1 - Параметры ТСФ, используемых в экспериментах

Номер гармоники	**1**	**3**	**5**	**7**	**9**
Частота, Гц	50	150	250	350	450
Амплитуда ТСФ (1), %	100	10	8	5	1

В качестве примера распределение плотности потока излучения по облучаемой поверхности для расстояния 480 мм дано на рис. 4.

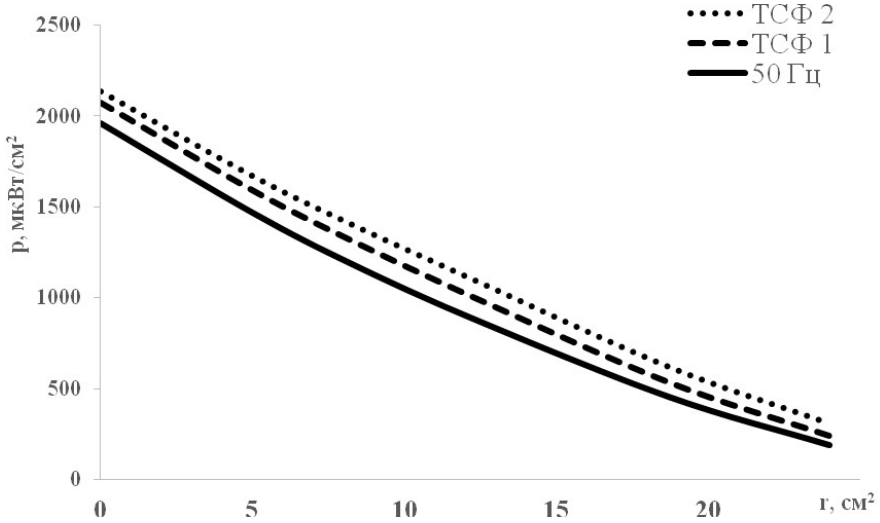


Рисунок 4 - Распределение плотности потока излучения на облучаемой поверхности в режиме 50 Гц и ТСФ: при *h* = 480 мм

Экспериментально получены зависимости изменения интенсивности излучения для светлого излучателя, которые представлены в функции изменения тока подмагничивания дросселя насыщения на рис. 5.

В табл. 2 представлены результаты расчетов мощности потока излучения для светлого излучателя для разных электрических режимов на различном удалении мишени 240 и 480 мм.

Таблица 2 - Мощность потока излучения белого излучателя на облучаемой поверхности

Ток	***h* = 240 мм**	***h* = 480 мм**
50 Гц:	1.840	1.30
ТСФ (1)	2.060	1.450
ТСФ (2)	1.910	1.360

Установлено, что при потреблении излучателем одинаковой активной мощности, режим с питанием ТСФ обеспечивает большую мощность потока излучения $\boldsymbol{P}_{изл}$, на облучаемой поверхности. Для белого излучателя мощность потока излучения возросла на 12 %. Аналогичные результаты получены для красного излучателя, для газоразрядного и даны в [11-13].

Заключение

Создан стенд для проведения экспериментальных исследований и разработана методика проведения экспериментов для оценки энергетической эффективности применения питания белого (а так же и красного) излучателей ТСФ по сравнению с синусоидальным током 50 Гц.

Проведены исследования и показано, что для белого и красного излучателей применение питания ТСФ позволяет повысить мощность потока излучения на облучаемой поверхности на 12% по сравнению с током 50 Гц [11-13].

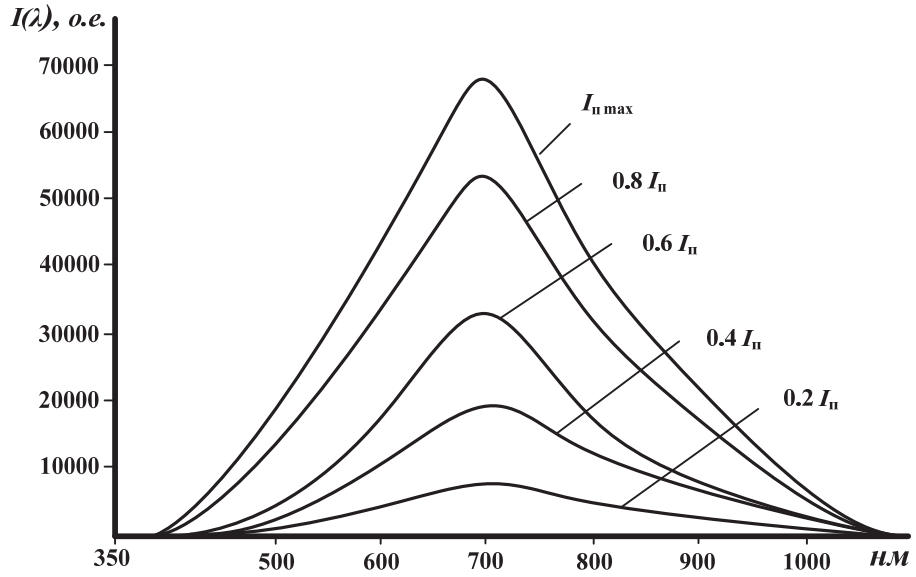


Рисунок 5 - Интенсивность излучения излучателя ИКЗ в функции длины волны и тока подмагничивания ДН

Список литературы

1. Режимы работы белых и красных зеркальных инфракрасных излучателей при питании током сложной формы / Е.В. Птицына, Д.В. Птицын, А.Б. Кувалдин // Промышленная энергетика. 2021. №4. – С. 39 – 45.

2. S. A. Svitnev, O.A. Popov. Plasma parameters spatial distribution of low pressure ferrite-free inductive discharge.Light and Engineering. 2011. V19, №1. - pp. 79-82.

3. Гинзбург А.С., Ляховицкий Б.М. Генераторы. Инфракрасного излучения для пищевой промышленности. – Москва: ЦНИИТЭИлегпищемаш, 1971. – 71 с.

4. Мешков Д.В. Применение инфракрасных излучателей для отопления помещений. Промышленная энергетика. – 2004. № 11. – С. 38 - 40.

5. Борхерт Р., Юбиц В. Техника инфракрасного нагрева / Под ред. И.Б. Левитина. – Москва – Ленинград: Госэнергоиздат, 1963. – 278 с.

6. Левитин И.Б. Применение инфракрасной техники в народном хозяйстве. – Ленинград: Энергоиздат, 1981. – 264 с.
7. Материалы сайта: https://kpsr.ru
8. Материалы сайта: https://prosushka.ru
9. Птицына, Е.В. Влияние электромагнитной составляющей на процессы в темных и светлых инфракрасных излучателях / Е.В. Птицына, Д.В. Птицын, А.Б. Кувалдин // Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные исследования): материалы XXVII международной конференции. – Москва: МЭИ, 2019. – 564 с. (С. 494 -504).
10. Савельев И. В. Курс общей физики. В 3х т. Т. 1. Механика. Молекулярная физика. 3-е изд., испр. Москва: Наука, 1987. 432 с.
11. Ptitsyna, E. Процессы в темных излучателях при питании током сложной формы [Текст] / E. Ptitsyna, A.Kuvaldin, D. Ptitsyn // Electrotechnologies for material processing: XVIII International UIE-Conqress. – Hannover (Germany), June 6-9, 2017. – P. 497- 502.
12. Методика экспериментального определения энергетических характеристик излучателей при питании током сложной формы / Д.В. Птицын, Птицына Е.В., А.Б. Кувалдин // Промышленная энергетика. 2023. № 4. - С. 16-20.
13. Экспериментальные исследования мощности потока излучения инфракрасных излучателей при питании током сложной формы // Птицына Е.В., Птицын В.Б.,
Кувалдин А.Б. // В сборнике: Энерго- и ресурсосбережение - XXI век. материалы международной научно-практической конференции. Орёл, 2022. - С. 6-11.
14. Пред. Патент 10246 Н 05 В 37/02 Республика Казахстан. Способ повышения эффективности электрических источников света // Ф.К. Бойко, С.И. Гамазин, А.Б. Кувалдин, Е.В. Птицына, И.Г. Морозов // БИ. – 2001. - №5. – С. 6.

INVESTIGATION OF THE ENERGY CHARACTERISTICS OF INFRARED EMITTERS POWERED BY A COMPLEX-SHAPED CURRENT

D.V. Ptitsyn[1], E.V. Ptitsyna[2], A.B. Kuvaldin[3]
[1,2] Omsk State Technical University, Omsk, Russia
[3] Moscow Power Engineering Institute, Moscow, Russia
E-mail: evptitsyna@yandex.ru

The paper considers the results of experimental studies of the energy characteristics of radiative electrotechnological installations (IETU) in comparison of two modes when powered by alternating current of 50 Hz and current of complex shape (TSF) to assess their energy efficiency by increasing the power of the radiation flux.
Keywords: radiative electrotechnological installation, complex-shaped current, electrical characteristics of emitters, energy efficiency.

УДК 621.3.014.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ОТКЛИКА ЗАМКНУТОГО ДЕФЕКТА ДЛЯ ЗАДАЧ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

В.Н. Бержанский, Д.М. Филиппов, А.А. Шуйский, Н.В. Луговской
ФГАОУ ВО «Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского»,
Симферополь, Россия
E-mail: filippov.dm@cfuv.ru

В работе исследовано распределение магнитного поля вихревых токов вблизи замкнутого дефекта квадратной геометрии с помощью разработанной авторами математической модели. Предложенная математическая модель является развитием метода вторичных источников на случай моделирования трёхмерного квазистационарного поля электромагнитных систем. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными данными по магнитооптической вихретоковой дефектоскопии и позволяют с точки зрения строгого математического аппарата обосновать результаты проведённых экспериментов.

Ключевые слова: вихревые токи, магнитооптическая вихретоковая дефектоскопия, математическое моделирование, метод вторичных источников, метод двойного слоя фиктивных магнитных зарядов.

Введение

Математическое моделирование является важной составляющей проектирования и оптимизации электротехнических устройств. Для множества электротехнических приложений необходимо рассмотрение достаточно общего случая — численное моделирование трёхмерного квазистационарного электромагнитного поля. Одним из таких приложений является вихретоковая дефектоскопия [1,2]. Развивающимся направлением в области вихретоковой дефектоскопии является магнитооптическая вихретоковая дефектоскопия, которая позволяет регистрировать поверхностные, подповерхностные и усталостные дефекты в изделиях как из магнитных, так и немагнитных металлов [3-9]. Одним из самых распространенных методов численного моделирования электромагнитных полей является метод конечных элементов [10,11], основной недостаток которого преодолевается при использовании метода вторичных источников [12,13], не требующего дискретизации полной области. В связи с этим авторами была разработана новая математическая модель электромагнитного поля, являющаяся развитием метода вторичных источников [14,15]. **Целью** настоящей работы является исследование распределения магнитного поля вблизи замкнутого дефекта квадратной геометрии для задач магнитооптической вихретоковой дефектоскопии с помощью разработанной авторами математической модели.

1. Новая математическая модель трёхмерного квазистационарного поля электромагнитных систем в рамках метода вторичных источников

Авторами настоящей работы была разработана новая математическая модель трёхмерного квазистационарного поля электромагнитных систем в рамках метода вторичных источников, позволяющая моделировать электромагнитное поле в системе проводников с вихревыми токами [14]. В работе [15] авторами была

разработана математическая модель трёхмерного магнитного поля ферромагнитных тел в рамках метода вторичных источников. Таким образом, путем объединения двух вышеуказанных математических моделей, была получена результирующая математическая модель, которая позволяет проводить моделирование поля в системе, состоящей из произвольных массивных проводников, расположенных в поле, создаваемом индуктором с магнитопроводом.

Приведём систему линейных алгебраических уравнений, полученную авторами в [14] для расчёта распределения вихревых токов и поверхностных электрических зарядов, наводящихся произвольным внешним полем:

$$\sigma_{k,i}^{(s)} - \frac{1}{2\pi\Delta S_k}\sum_{\substack{j=1\\ j\neq k}}^{N_S}\sigma_{j,i}^{(s)}\int\limits_{\Delta S_k}\int\limits_{\Delta S_j}\frac{\left(\vec{r}_{PQ},\vec{n}_Q\right)}{r_{PQ}^3}dS_P dS_Q = -\frac{\varepsilon_0\mu_0}{2\pi\Delta S_k}\sum_{m=1}^{N_V}\frac{\partial\vec{\delta}_{m,i}^{(s-1)}}{\partial t}\vec{n}_Q\int\limits_{\Delta S_k}\int\limits_{\Delta V_m}\frac{dV_N dS_Q}{r_{QN}} -$$
$$-\frac{2\varepsilon_0}{\Delta S_k}\int\limits_{\Delta S_k}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{A}_0\left(Q,t_i\right),\vec{n}_Q\right)dS_Q, \quad k=1,2,...,N_S,\ i=1,2,...,N_T, \tag{1}$$

$$\vec{\delta}_{k,i}^{(s)} = -\frac{\gamma\mu_0}{4\pi}\sum_{m=1}^{N_V}\frac{\partial\vec{\delta}_{m,i}^{(s-1)}}{\partial t}\int\limits_{\Delta V_m}\frac{dV_N}{r_{MN}} + \frac{\gamma}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{m=1}^{N_S}\sigma_{m,i}^{(s)}\int\limits_{\Delta S_m}\frac{\vec{r}_{PM}}{r_{PM}^3}dS_P -$$
$$-\gamma\,\partial\vec{A}_0\left(M_k,t_i\right)/\partial t, \quad k=1,2,...,N_V,\ i=1,2,...,N_T, \tag{2}$$

$$\sum_{k=1}^{N_S}\sigma_{k,i}\Delta S_k = q\left(t_i\right),\ i=1,2,...,N_T, \tag{3}$$

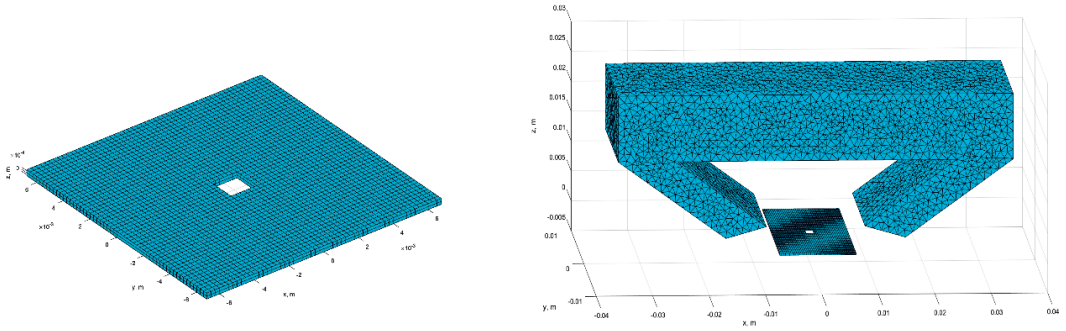
где $\sigma_{k,i}$ — значение коэффициента кусочно-постоянной аппроксимации $\sigma\left(Q,t\right)$ на k-том элементе разбиения поверхности проводника S в i-тый момент времени t_i, N_S — количество элементов разбиения S, ΔS_k — k-тый элемент разбиения S (а также значение его площади), N_V — количество элементов разбиения объема проводника V, $\vec{\delta}_{k,i}$ — значение коэффициента кусочно-постоянной аппроксимации $\vec{\delta}\left(M,t\right)$ на k-том элементе разбиения V в момент времени t_i, M_k — точка, находящаяся в геометрическом центре элемента ΔV_k объема V, N_T — количество моментов времени, на которые делится рассматриваемый период, (s) — номер итерации в методе последовательных приближений, $q\left(t_i\right)$ — значение полного электрического заряда проводника в момент времени t_i.

Система уравнений (1)-(3) обладает повышенной вычислительной эффективностью по сравнению с традиционной реализацией метода вторичных источников [14].

2. Моделирование трёхмерного магнитного поля вихревых токов вблизи замкнутого дефекта в проводящем образце

Приведём результаты моделирования трёхмерного квазистационарного поля вихревых токов, наводимых в проводящем объекте контроля с замкнутым

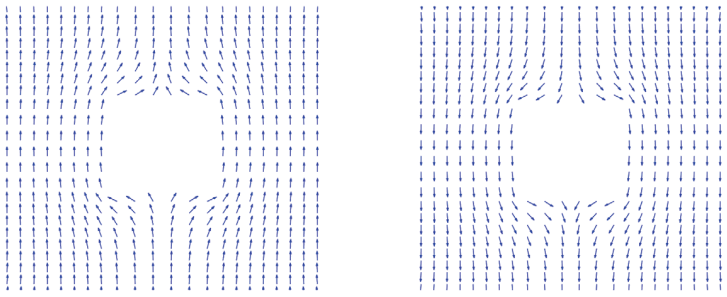
дефектом. Замкнутым дефектом в рамках настоящей работы называется модель дефекта, размеры которого не превышают размер активной области, в которой наводятся вихревые токи в проводящем материале с помощью индуктора определённой конструкции, в отличие от незамкнутого (например, протяжённый зазор между проводниками [14]). Пример построения расчётных сеток области проводника и полной области, включающей проводник и магнитопровод индуктора планарного потока, показан на рис. 1.



(а) (б)

Рисунок 1 – Пример построения расчётной сетки проводника с дефектом (а) и полной расчётной сетки магнитопровода индуктора планарного потока (б)

Основные параметры моделирования: размер стороны квадрата проводника: 14 мм; размер стороны квадратного отверстия, представляющего замкнутый дефект: 2 мм; толщина проводника: 0,3 мм; материал проводника — техническая медь с удельной проводимостью: 56,6 МСм/м; амплитуда тока индуктора: 1 А; частота тока индуктора f_1 = 30 кГц и f_2 = 60 кГц; магнитная проницаемость магнитопровода $1000\mu_0$. Проанализируем распределение вихревых токов и магнитного поля для двух моментов времени: $\pm T/4$, где T — период тока индуктора. На рис. 2 показано распределение вектора направления вихревых токов вблизи дефекта в проводнике на частоте 30 кГц.



(а) (б)

Рисунок 2 – Распределение направлений вихревого тока вблизи замкнутого дефекта в моменты времени $-T/4$ (а) и $T/4$ (б)

Видно, что вихревые токи огибают дефект и в моменты времени $\pm T/4$ текут в противоположных направлениях, что приводит к знакопеременной зависимости магнитного поля. На рис. 3 приведено распределение z-компоненты напряжённости магнитного поля вдоль центральной линии дефекта проводника.

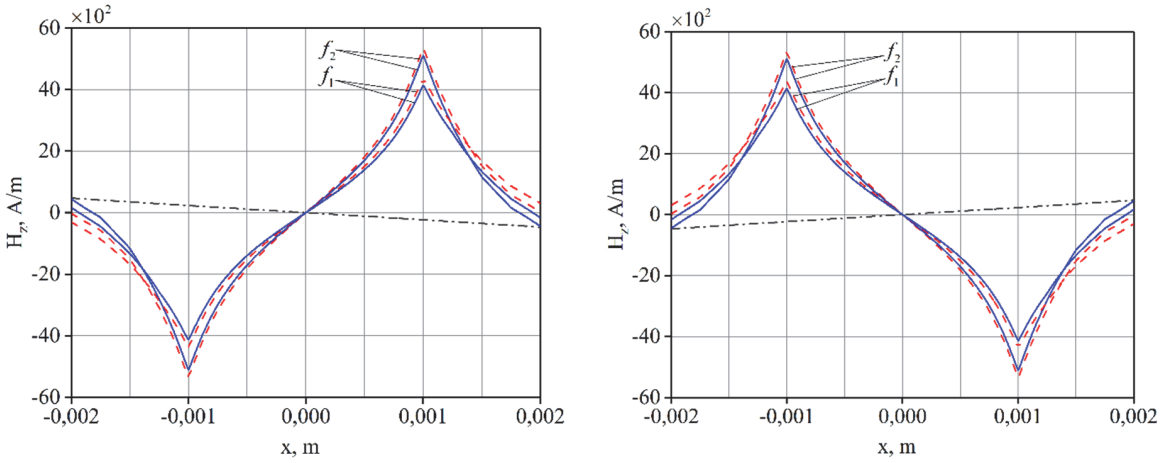


Рисунок 3 – Распределение z-компоненты напряжённости магнитного поля вдоль центральной линии проводника с дефектом в моменты времени $-T/4$ (а) и $T/4$ (б); $f_1 = 30$ кГц, $f_2 = 60$ кГц; пунктир с точкой — поле индуктора, пунктир — поле вихревых токов, сплошная линия — полное поле.

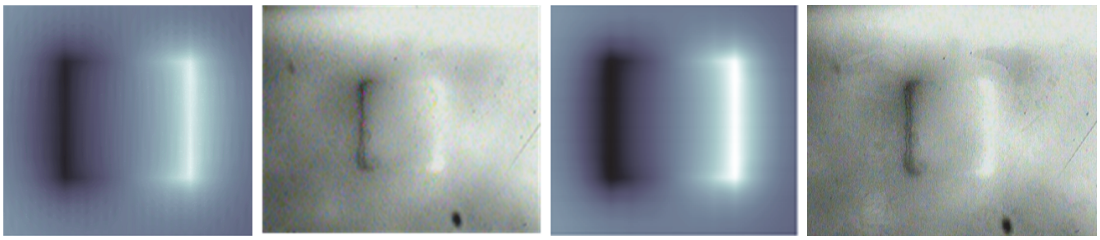
Как видно из рис. 3, на краях квадратного дефекта возникают максимумы z-компоненты напряженности магнитного поля вихревых токов равной величины, но противоположного направления. Увеличение частоты поля индуктора вдвое приводит к увеличению максимумов магнитного поля вихревых токов на 25 %.

Подобные дефекты были исследованы методом магнитооптической дефектоскопии. При проведении измерений, в качестве магнитооптических сенсоров использовались монокристаллические эпитаксиальные пленки на основе замещенного феррита-граната висмута с общей формулой $(Re,Bi)_3(Fe,Me)_5O_{12}$, где Re=Y,Lu,Sm, а Me=Ga,Al. Пленки обладали магнитной анизотропией типа «легкая ось». Магнитопровод индуктора переменного магнитного поля дефектоскопа имел вид, представленный на рис.1(б). Частота переменного магнитного поля дефектоскопа могла варьироваться от 8 до 80 кГц, амплитуда тока в индукторе от 0 до 2 А. Магнитооптическое изображение квадратного дефекта в модельном образце, медной пластине толщиной 0,3 мм, определялось величиной z-компоненты магнитного поля вихревых токов и зависело как от частоты, так и от величины переменного поля, а при необходимости и величины дополнительного подмагничивающего постоянного поля [3].

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

Из рис. 4 видно, что вид и конфигурация магнитооптического изображения дефекта полностью совпадают с расчетной топологией, отражая величину и знак z-компоненты напряжённости полного магнитного поля. В соответствии с расчётами, рост частоты поля индуктора приводит к росту величины максимума магнитного поля вихревых токов и к уширению области поля фиксированной величины вблизи максимума поля на частоте 30 кГц (рис. 3). Это обстоятельство

приводит к уширению области магнитной плёнки, намагниченной в определённом направлении, и соответственному уширению области магнитооптического изображения определённого цвета (рис. 4 (б, г)).



(а) (б) (в) (г)

Рисунок 4 – Расчетные топограммы z -компоненты напряжённости полного магнитного поля (а,в) и магнитооптические образы (б,г) квадратного дефекта в момент времени $-T / 4$ на частоте 30 кГц (а, б) и 60 кГц (в,г)

Заключение

С помощью разработанной математической модели исследовано распределение магнитного поля вблизи замкнутого дефекта, регистрируемого методом магнитооптической вихретоковой дефектоскопии. Данная математическая модель является результатом развития метода вторичных источников при моделировании трёхмерных квазистационарных электромагнитных полей в системе из произвольных проводников и ферромагнетиков. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными показывает высокую степень соответствия. Таким образом, результаты моделирования позволяют обосновать с точки зрения строгого математического аппарата экспериментальные данные, получаемые методом магнитооптической вихретоковой дефектоскопии.

Список литературы

1. Алешин, Н.П. Радиационная, ультразвуковая и магнитная дефектоскопия металлоизделий / Н.П. Алешин, В.Г. Щербинский. — М. : Высшая школа, 1991. — 271 с.
2. А.Л. Бобров, К.В. Власов, С.А. Бехер. Основы вихретокового неразрушающего контроля: учебное пособие. – Новосибирск: Изд-во СГУПСа, 2019. — 98 с.
3. Magneto-optical Visualization of Eddy Current Magnetic Fields/ Vladimir N. Berzhansky, Dmitriy M. Filippov, Nazar V. Lugovskoy// Physics Procedia, 2016, Volume 82C, pp. 27-31
4. Fitzpatric G.L. Magnetooptic Eddy Current Imaging of Aging Aircraft: A New NDI Technique / G.L. Fitzpatric, D.K. Thome et al. // Materials Evaluation. — 1993. — Vol. 51, No. 12. — P. 1402.
5. Xiangdong, G. Multidirectional magneto-optical imaging system for weld defects inspection / G. Xiangdong, L. Yanfeng, Z. Xiaohu, D. Xinxin, Z. Yanxi, Y. Deyong, Z. Nanfeng // Optics and Lasers in Engineering. — 2020. — Vol. 124. — 14 p.
6. Deng, Y. Magneto-Optic Imaging for Aircraft Skins Inspection: A Probability of Detection Study of Simulated and Experimental Image Data / Y. Deng, X. Liu // IEEE Transactions on Reliability. — 2011. — Vol. 61, No. 4. — 8 p.
7. Radtke U., Zielke R., Rademacher H., 2001. Application of magneto-optical method for real-time visualization of eddy currents with high spatial resolution for nondestructive testing. Opt. Laser. Eng. 36, 251-268

8. G. Fitzpatrick, D. Thome, R. Skaugset, E. Shih,W. Shih, The present status of magneto-optic eddy current imaging technology, Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, 12 (1993) 617-624.

9. W.Andrä, K. Geier, R.Yergt, J. Taubert, Magnetooptik für Materialcharakterisierung, Materialprufung, 36/7-8 (1994) 294-297.

10. Leßmann, M. Computation of eddy current losses in the mounting rail of a magnetically levitated conveyor vehicle / M. Leßmann, K. Hameyer // COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering. — 2006. — Vol. 25, No. 3. — P. 222-226.

11. Kuczmann, M. Numerical analysis of eddy current field in laminated media / M. Kuczmann // Pollack Periodica. — 2018. — Vol. 13, No. 2. — P. 3-14.

12. Тозони, О.В. Расчёт трёхмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. — Киев: Техника, 1974. — 352 с.

13. Ishibashi, K. Improvement of unified boundary integral equation method in magnetostatic shielding analysis / K. Ishibashi, T. Yoshioka, S. Wakao, Y. Takahashi, Z. Andjelic, K. Fujiwara // IEEE Transactions on Magnetics. — 2014. — Vol. 50, No. 2. — P. 1-4.

14. Filippov, D.M. Improving efficiency of the secondary sources method for modeling of the three-dimensional electromagnetic field / D.M. Filippov, A.A. Shuyskyy // Progress In Electromagnetics Research M. — 2019. — Vol. 78. — P. 19-27.

15. Filippov, D.M. Improving Effectiveness of the Double Layer Method for Modeling of Three-Dimensional Magnetic Field of Electromagnetic Systems / D.M. Filippov, A.A. Shuyskyy, G.P. Kozik, D.V. Samokhvalov, A.N. Kazak // Progress In Electromagnetics Research B. — 2020. — Vol. 89. — P. 195-211.

SIMULATION OF THE ELECTROMAGNETIC RESPONSE OF A FINITE DEFECT FOR MAGNETO-OPTICAL TESTING

V.N. Berzhansky, D.M. Filippov, A.A. Shuyskyy, N.V. Lugovskoy
V.I. Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russia
E-mail: filippov.dm@cfuv.ru

In this paper, the distribution of eddy current magnetic field near a closed square defect is investigated using a mathematical model developed by the authors. This mathematical model is a development of the secondary sources method in the case of simulation of electromagnetic systems three-dimensional quasi-stationary field. The results of numerical simulation are consistent with experimental data on magneto-optical eddy current testing. The numerical results allow us to substantiate the experiment results in terms of a rigorous mathematical technique.

Key words: eddy currents, magneto-optical eddy current testing, mathematical simulation, the secondary sources method, the method of fictitious magnetic charges double layer.

УДК 537.62, 621.31

ВЛИЯНИЕ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА МАГНИТНЫЕ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ РОТОРОВ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

С.Ю. Останин[1], Н. Абдугалиев[1], А.А. Антаненков[1], И.М. Миляев[2], Цуй Шумэй[3], Вэй Го[3]
[1]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», Москва, Россия
[2]ИМЕТ им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия
[3]ХПУ, 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 изотермической обработки на магнитные и гистерезисные свойства указанных материалов и роторов. Изучается остаточная индукция, коэрцитивная сила и максимальное энергетическое произведение порошковых магнитно-твёрдых сплавов системы железо-хром-кобальт. Прорабатываются предложения по практическому применению полученных результатов.
Ключевые слова: гистерезисные электромеханические преобразователи, магнитные материалы и сплавы, изотермическая обработка.

Введение

Деформируемые структурно-композиционные наноструктурированные магнитно-твёрдые материалы широко используются для изготовления роторов электромеханических преобразователей энергии различных типов: гистерезисных [1], магнитоэлектрических – синхронных преобразователей с возбуждением от постоянных магнитов, комбинаций указанных преобразователей между собой и с реактивными преобразователями. Такие электромеханические преобразователи широко применяются в качестве электродвигателей соответствующих типов в электроприводах в самых разнообразных областях техники и отраслях промышленности. Одним из важнейших средств улучшения и регулирования физических свойств указанных магнитно-твёрдых материалов при неизменном их химическом составе является изотермическая обработка (ИТМО) и связанные с ней технологии.

Для решения этой актуальной проблемы была поставлена задача исследования влияния изотермической обработки на магнитные и гистерезисные свойства и характеристики материалов для роторов названных выше типов и вариантов электромеханических преобразователей энергии. При этом изучались магнитные и гистерезисные свойства (остаточная индукция B_r, коэрцитивная сила H_{cB} и максимальное энергетическое произведение $(BH)_{макс}$) порошковых магнитно-твёрдых сплавов системы железо-хром-кобальт (Fe-Cr-Co) впервые в стране. Эти сплавы являются оптимальными материалами, легированными

редкоземельными элементами, в частности самарием, в силу удачного сочетания высоких механических (прочностных и пластических) свойств [2] с относительно высокими магнитными и гистерезисными свойствами, для роторов таких преобразователей [3]. Ранее исследование таких сплавов шло в основном в направлениях изучения влияния различных легирующих элементов (Nb, Al, Ti, Si, Mo, W и др.) [4, 5] на уровень магнитных и гистерезисных свойств и характеристик и изучения связи микроструктуры с процессами формирования высококоэрцитивного состояния [6-8].

При исследовании применялись математические и экспериментальные методы и средства. Термическую обработку спечённых порошковых образцов проводили в стандартных муфельных печах в контейнере диаметром 60 мм, заполненном металлическим балластом с целью моделирования в необходимой степени реальных производственных условий. Температурно-временные режимы термической обработки регулировали с помощью программируемых пропорционально-интегрально-дифференцирующих регуляторов ТРМ251. Для термомагнитной обработки использовали лабораторную установку с панцирным электромагнитом и магнитное поле с напряжённостью H = 320 кА/м (> 4000 Э). Магнитные гистерезисные свойства образцов исследуемого сплава измеряли на гистерезисграфе Permagraph L (Германия).

Изучение магнитных гистерезисных свойств сплава Fe-Cr-Co-Sm в зависимости от режима термической обработки и оптимизацию самого режима термической обработки проводили методом планирования эксперимента с построением центрального композиционного плана 2^3 + звёздные точки.

Статистическую обработку полученных результатов проводили с использованием программного пакета Statgraphics Centurion XVI.

Исходя из механизма формирования высококоэрцитивного состояния в магнитно-твёрдых Fe-Cr-Co-сплавах [9], считали, что определяющими параметрами термической обработки магнитно-твёрдых сплавов Fe-Cr-Co, кроме температуры ИТМО, являются: время проведения ИТМО, скорость охлаждения до 580 ºС (v_1) и скорость охлаждения до 500 ºС (v_2). Параметры варьировали при проведении оптимизации термической обработки сплавов. Закалку образцов проводили в воде от 1300 ºС с выдержкой 15 мин.

1. Результаты исследования базовых порошковых магнитно-твёрдых сплавов Fe-30Cr-16Co-0,5Sm и Fe-30Cr-16Co-1Sm

Результаты поисковой исследовательской работы по изучению влияния температуры проведения ИТМО на коэрцитивную силу H_{CB} порошкового сплава Fe-30Cr-16Co-0,5Sm приведены на рис. 1. Коэрцитивная сила H_{CB} наиболее точно характеризует магнитные и гистерезисные свойства исследуемых сплавов, так как, во-первых, как указывалось ранее, диаметр образца по высоте изменяется в силу технологических причин. Во-вторых, в процессе закалки и последующих термообработок на воздухе поверхность образцов окисляется, то есть образуется дефектный слой, который удалялся токарной обработкой после получения оптимальных гистерезисных свойств.

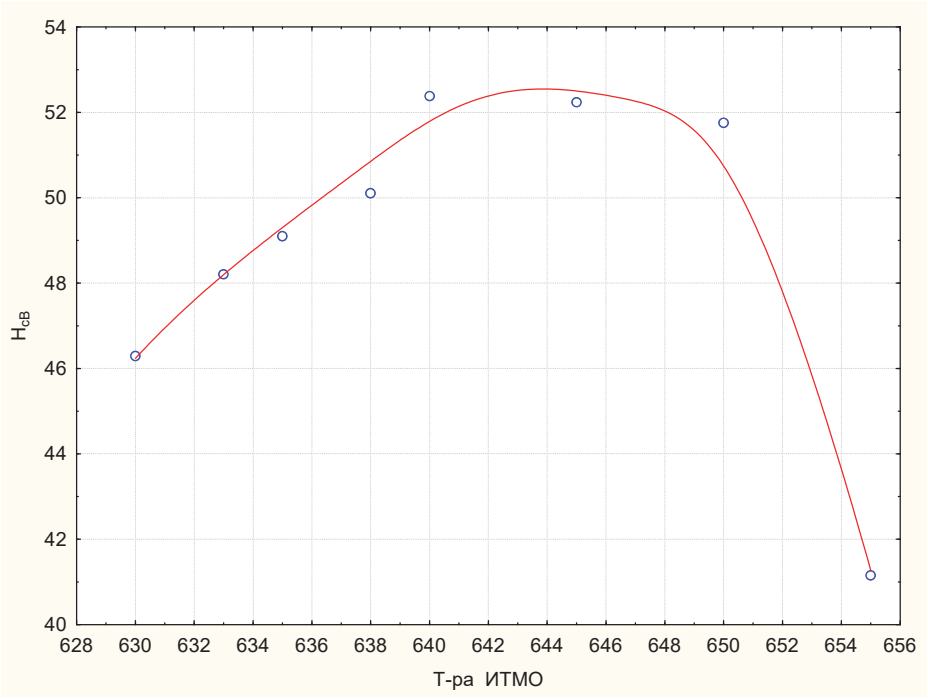


Рисунок 1 – Влияние температуры ИТМО на коэрцитивную силу порошкового магнитно-твёрдого сплава Fe-30Cr-16Co-0,5Sm

При оптимизации термической обработки порошкового магнитно-твёрдого сплава Fe-30Cr-16Co-0,5Sm за нулевой (начальный) уровень был выбран режим: закалка от 1300 ºС + проведение ИТМО при 644 ºС (40 мин) + охлаждение в магнитном поле до 580 ºС с v_1 = 20 ºС/час + охлаждение до 500 ºС без магнитного поля до 500 ºС с v_2 = 8 ºС/час. Варьирование параметров: времени ИТМО ±10 мин, скоростей охлаждения v_1 ±5 ºС и v_2 ±2 ºС/час.

Статистический анализ данных исследования с помощью программного пакета Statgraphics Centurion XVI с учётом соответствующих диаграмм Парето позволил получить аналитические зависимости в виде регрессионных уравнений остаточной индукции Br, коэрцитивной силы H_{CB} и максимального энергетического произведения $(BH)_{макс}$ от выбранных факторов варьирования. В частности, коэффициенты уравнения регрессии для Br приведены в табл. 1.

Таблица 1 – Коэффициенты уравнения регрессии для остаточной индукции Br

№	Coefficient	Estimate
1	Constant	1,16444
2	A:Factor_A	-0,00160759
3	B:Factor_B	0,00349802
4	C:Factor_C	-0,0104541
5	AA	0,00256381
6	AB	0,004875
7	AC	0,003625
8	BB	-0,00273951
9	BC	0,010875
10	CC	-0,00804283

$$B_r = 1{,}16444 - 0{,}00160759 \cdot \text{Factor_A} + 0{,}00349802 \cdot \text{Factor_B} - 0{,}0104541 \cdot$$
$$\cdot \text{Factor_C} + 0{,}00256381 \cdot \text{Factor_A}^2 + 0{,}004875 \cdot \text{Factor_A} \cdot \text{Factor_B} +$$
$$+ 0{,}003625 \cdot \text{Factor_A} \cdot \text{Factor_C} - 0{,}00273951 \cdot \text{Factor_B}^2 +$$
$$+ 0{,}010875 \cdot \text{Factor_B} \cdot \text{Factor_C} - 0{,}00804283 \cdot \text{Factor_C}^2, \text{ Тл}, \quad (1)$$

где значения переменных указаны в их исходных единицах измерения.

Результаты экспериментов по исследованию режимов термообработки и магнитных гистерезисных свойств анизотропных образцов нового хромокобальтового сплава Fe-30Cr-16Co-0,5Sm приведены в табл. 2.

Таблица 2 – Режимы термообработки и магнитные гистерезисные свойства анизотропных образцов сплава Fe-30Cr-16Co-0,5Sm

№	Время проведения ИТМО (фактор А), мин	Скорость охлаждения до 580°С (фактор В), °С/час	Скорость охлаждения до 500°С (фактор С), °С/час	B_r, Тл	H_{cB}, кА/м	$(BH)_{макс}$, кДж/м^3
1	30 (-1)	25 (1)	6 (-1)	1,124	46,48	22,6
2	40 (0)	20 (0)	8 (0)	1,163	53,26	31,3
3	40 (0)	20 (0)	4,6 (-1,68)	1,190	46,69	28,0
4	56,8 (1,68)	20 (0)	8 (0)	1,174	43,82	25,7
5	40 (0)	20 (0)	8 (0)	1,152	51,07	28,1
6	50 (1)	25 (1)	6 (-1)	1,166	47,32	26,7
7	50 (1)	15 (-1)	6 (-1)	1,132	43,94	22,6
8	40 (0)	20 (0)	11,36 (1,68)	1,095	51,59	26,4
9	23,2 (-1,68)	20 (0)	8 (0)	1,171	50,20	28,2
10	50 (1)	15 (-1)	10 (1)	1,168	43,83	26,6
11	30 (-1)	15 (-1)	10 (1)	1,131	48,05	24,5
12	40 (0)	28,4 (1,68)	8 (0)	1,172	48,10	28,1
13	30 (-1)	15 (-1)	6 (-1)	1,202	45,26	29,6
14	50 (1)	25 (1)	10 (1)	1,153	47,39	25,9
15	30 (-1)	25 (1)	10 (1)	1,189	45,01	26,8
16	40 (0)	11,6 (-1,68)	8 (0)	1,143	52,81	27,8
17	40 (0)	20 (0)	8 (0)	1,180	52,73	28,9

Результаты поисковой исследовательской работы по изучению влияния температуры проведения ИТМО на коэрцитивную силу H_{CB} порошкового сплава Fe-30Cr-16Co-1Sm приведены на рис. 2.

При оптимизации термической обработки порошкового магнитно-твёрдого сплава Fe-30Cr-16Co-1Sm за нулевой (начальный) уровень был выбран режим со следующими параметрами: закалка от 1300 °С + проведение ИТМО при 648 °С (40 мин) + охлаждение в магнитном поле до 580 °С с v_1 = 20 °С/час + охлаждение до 500 °С без магнитного поля до 500 °С с v_2 = 8 °С/час. Диапазоны варьирования изменяемых параметров составляли: времени ИТМО ±10 мин, скорости охлаждения v_1 ±5 °С и скорости охлаждения v_2 ±2 °С/час. Результаты проведённых экспериментальных исследований с учётом матрицы планирования приведены в табл. 3.

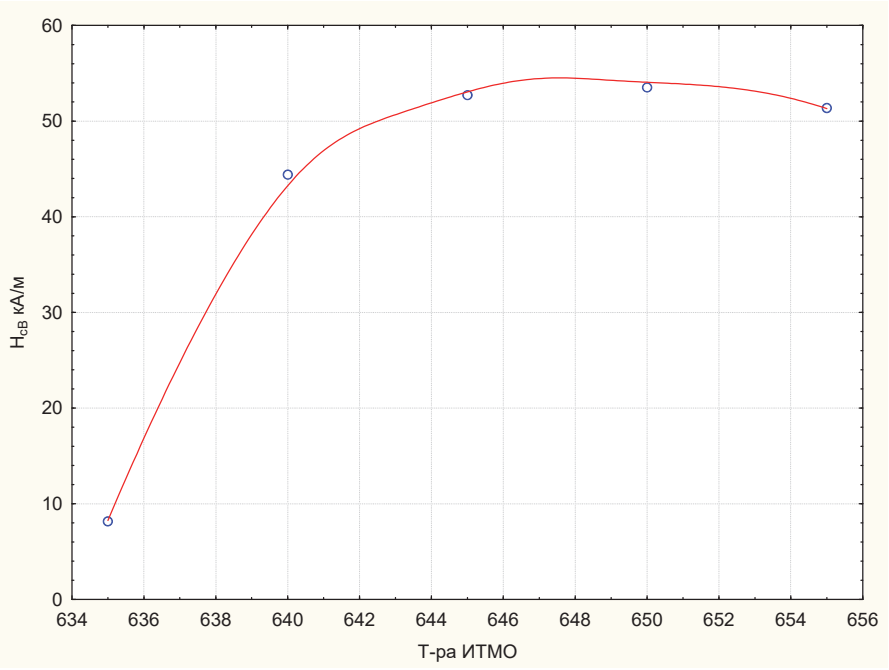


Рисунок 2 – Влияние температуры ИТМО на коэрцитивную силу порошкового магнитно-твёрдого сплава Fe-30Cr-16Co-1Sm

Таблица 3 – Режимы термообработки и магнитные гистерезисные свойства анизотропных образцов сплава Fe-30Cr-16Co-1Sm

№	Время проведения ИТМО (фактор А), мин	Скорость охлаждения до 580°С (фактор В), °С/час	Скорость охлаждения до 500°С (фактор С), °С/час	B_r, Тл	H_{cB}, кА/м	$(BH)_{макс}$, кДж/м^3
1	30 (-1)	25 (1)	4 (-1)	1,272	41,90	28,7
2	40 (0)	20 (0)	6 (0)	1,198	44,03	26,0
3	40 (0)	20 (0)	2,64 (-1,68)	1,215	48,35	29,5
4	57 (1,68)	20 (0)	6 (0)	1,194	43,91	26,2
5	40 (0)	20 (0)	6 (0)	1,227	47,54	28,7
6	50 (1)	25 (1)	4 (-1)	1,089	51,65	24,4
7	50 (1)	15 (-1)	4 (-1)	1,256	39,33	25,3
8	40 (0)	20 (0)	9,36 (1,68)	1,173	48,37	26,4
9	23 (-1,68)	20 (0)	6 (0)	1,081	51,59	23,4
10	50 (1)	15 (-1)	8 (1)	1,170	53,43	29,6
11	30 (-1)	15 (-1)	8 (1)	1,268	20,16	13,3
12	40 (0)	28,4 (1,68)	6 (0)	1,207	53,11	33,2
13	30 (-1)	15 (-1)	4 (-1)	1,197	48,92	28,1
14	50 (1)	25 (1)	8 (1)	1,213	47,54	29,0
15	30 (-1)	25 (1)	8 (1)	1,196	46,77	27,5
16	40 (0)	11,6 (-1,68)	6 (0)	1,249	34,43	22,3
17	40 (0)	20 (0)	6 (0)	1,174	36,34	27,2

Заключение

Изучение влияния ИТМО на свойства порошковых сплавов, в частности, новых сплавов Fe-30Cr-16Co-0,5Sm и Fe-30Cr-16Co-1Sm показало, что коэрцитивная сила H_{CB} наиболее точно характеризует магнитные и гистерезисные свойства сплавов. Дефектный слой, образующийся в процессе закалки и затем термообработок на воздухе при окислении поверхности образцов, надо удалять только после получения оптимальных свойств.

Полученные аналитические зависимости в виде регрессионных уравнений обеспечивают высокоточный анализ зависимостей остаточной индукции B_r, коэрцитивной силы H_{CB} и максимального энергетического произведения $(BH)_{макс}$, наиболее полно характеризующих магнитные и гистерезисные свойства, от выбранных факторов варьирования. Они позволяют оптимально формировать магнитные и гистерезисные свойства материалов для роторов рассматриваемых типов и вариантов преобразователей энергии.

Предложенные режимы ИТМО обеспечивают получение для порошковых магнитно-твёрдых сплавов группы Fe-Cr-Co, в частности, для новых сплавов Fe-30Cr-16Co-0,5Sm и Fe-30Cr-16Co-1Sm магнитные и гистерезисные свойства, превышающие такие свойства аналогов – промышленных сплавов при меньшем более чем на 30 % содержании кобальта и полном отсутствии никеля.

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. Миляев И.М., Юсупов В.С., Стельмашок С.И., Миляев А.И. Магнитные и механические свойства порошковых магнитотвёрдых сплавов 22Х15К, 30Х8К2М и 30Х20К2М2В // Приборы, 2016, № 7, с. 34-36.

3. Jin S., Chin G.Y., Wonsiewicz B.C. A low cobalt ternary Cr-Co-Fe alloy for telephone receiver magnet use //IEEE Transactions on Magnetics. 1980. MAG-16. No. 1.P. 139-146.

4. Ahmad Z., ul Haq A., Husain S.W., Abbas T. “Influence of Ti content on magnetic and microstructural properties of Fe-28Cr-15Co-3,5Mo permanent magnets”. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2003, 257, 397-402.

5. Миляев И.М., Юсупов В.С., Стельмашок С.И., Миляев А.И. Магнитные и механические свойства магнитотвёрдых сплавов Fe-Cr-Co, легированных молибденом и вольфрамом // Инновационные металлические материалы. Монография. Магнитогорский государственный технологический университет им. Г.Н. Носова, 2016, глава 3, с. 59-75.

6. Иванова Г.В., Щёголева Н.Н., Сериков В.В., Клейнерман Н.М., Белозёров Е.В., Уймин М.А., Гавико В.С., Мушников Н.В. Структурные превращения в высокопрочных магнитотвёрдых сплавах Fe-Cr-Co-W-Ga // Физика металлов и металловедение, 2010, т. 109, № 5, с. 474-482.

7. Han X.H., Bu S.J., Wu X., Sun J.B., Zhang Y., Cui C.X. Effect of multistage aging on the microstructure, domain structure and magnetic properties of Fe-24Cr-12Co-1,5Si ribbon magnets // Journal of the Alloys and the Compounds, 2017, v. 694, pp. 103-110.

8. Миляев И.М., Абашев Д.М., Алымов М.И., Буряков И.Н., Юсупов В.С., Зеленский В.А. Магнитные свойства порошкового магнитотвёрдого сплава Fe-27Cr-10%Co (27Х10КА) //Металловедение и термообработка металлов, 2019, № 3 (765), с. 17-21.

9. Миляев И.М., Миляев А.И., Юсупов В.С. О механизме формирования высококоэрцитивного состояния в наноструктурированных магнитотвёрдых сплавах систем Fe-Cr-Co и Fe-Ni-Al-Co-Cu // Металлы. 2009. № 3. С. 83-66.

INFLUENCE OF ISOTHERMAL TREATMENT ON MAGNETIC AND HYSTERESIS PROPERTIES OF MATERIALS FOR ROTORS OF HYSTERETIC ELECTROMECHANICAL ENERGY CONVERTERS

S.Y. Ostanin[1], N. Abdugaliyev[1], A.A. Antanenkov[1], I.M. Milyaev[2], Cui Shumei[3], Wei Guo[3]

[1]National Research University «MPEI», Moscow, Russia

[2]Institute of Metallurgy and Material Science, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

[3]Harbin 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 isothermal treatment on the magnetic and hysteresis properties of these materials and rotors is investigated. The residual induction, coercive force and maximum energy product of powdered magnetically hard alloys of the iron-chromium-cobalt system are studied. Proposals for the practical application of the obtained results are being worked out.

Key words: hysteretic electromechanical convertors, magnetic materials and alloys, isothermal treatment.

Демирчяну Камо Сероповичу 95 лет



Камо Серопович Демирчян родился 25 октября 1928 г. в Ростове-на-Дону, в семье учительницы и военнослужащего. Окончил с отличием электромеханический факультет Ленинградского политехнического института (ЛПИ) по специальности "Техника высоких напряжений (1953 г.) и аспирантуру ЛПИ (1956 г.).

В 1959 г. К.С. Демирчян защитил кандидатскую, а в 1968 г. докторскую диссертации.

В 1967 г. К.С. Демирчян был избран членом-корреспондентом, а в 1984 г. – действительным членом Академии наук СССР по Отделению физико-технических проблем энергетики. В 1978 г. был приглашен на работу в АН СССР, в 1980–1999 гг. заведовал кафедрой ТОЭ Московского энергетического института.

Кандидатская и докторская диссертации К.С. Демирчяна были посвящены вопросам автоматического и физического моделирования электро-магнитных полей. В 1971 г. им была издана фундаментальная монография "Моделирование магнитных полей".

Камо Серопович Демирчян является главой научно-педагогической московско-ленинградской школы по теоретической электротехнике. Под его руководством подготовлено более 50 кандидатов и докторов наук.

К.С. Демирчян проводил большую научно-организаторскую работу. Был председателем Объединенного научного совета РАН по комплексной проблеме "Электрофизика, электроэнергетика и электротехника", председателем Научно-методического совета по электротехнике и электронике Минобрнауки РФ, главным редактором журнала "Известия РАН. Энергетика" За большой вклад в науку К.С. Демирчян был удостоен Государственной премии СССР, премии Правительства РФ, премии им. П.Н. Яблочкова РАН.

Сердечно, от всей души поздравляем Камо Сероповича Демирчяна с 95-летием. Желаем ему крепкого здоровья, творческого долголетия, прекрасного настроения и дальнейших успехов в работе!

Коллеги, ученики, друзья

СОДЕРЖАНИЕ

Организаторы конференции……..... 3

К 150-летию со дня рождения Карла Адольфовича Круга……..... 5

СЕКЦИЯ 1
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

Магнитные свойства и особенности структуры нанокомпозитов на основе ферритов CoFe2O4, NiFe2O4, CuFe2O4, полученных в условиях подводной плазмы..... 18
М.Н. Шипко, М.А. Степович, А.В. Хлюстова, А.В. Агафонов, Н.А. Сироткин, Е.С. Савченко

Магнитоэлектрический эффект в кольцевой гетероструктуре METGLAS-PZT-Ni при циркулярном намагничивании..... 24
В.И. Мусатов, Ф.А. Федулов, Д.В. Савельев, Л.Ю. Фетисов, Ю.К. Фетисов

Исследование параметров электромагнитного поля в трёхслойной проводящей среде при индукционном оплавлении проводящих покрытий стальных деталей….. 29
А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, С.С. Кондрашов, Ф.Р. Сулейманов, А.И. Василенко

Способ создания в исследуемых объектах локальных электрических и магнитных полей..... 36
Х. Р. Ростами

Механизмы возбуждения внешних и внутренних полей размагничивания в двойниковых сверхпроводниках..... 42
Х. Р. Ростами

Амплитудно-частотные характеристики отклика сверхпроводника, вызванного воздействием осциллирующей экспоненциально затухающей бегущей магнитной волны..... 48
Х. Р. Ростами

Границы двойникования в $YBa_2Cu_3O_7$-X высокотемпературных сверхпроводниках как разделительные полосы зон повышенной плотности сверхтекучей жидкости..... 54
Х. Р. Ростами

Способ записи информации в пленочных двойниковых $YBa_2Cu_3O_7$-X реверсивных запоминающих средах..... 61
Х. Р. Ростами

Механика электромагнитного поля и материалов в свете экспериментальных достижений XXI века..... 67
М.Я. Иванов, С.И. Константинов, С.В. Мизин

Исследование параметров электромагнитного поля повышенной частоты в коаксиальном кабеле……..... 78
А.Р. Лепешкин, М.А. Федин, А.Б. Кувалдин, С.С. Кондрашов

Цифровой двойник Солнца предскажет будущее..... 86
Ф.Н. Шакирзянов

СЕКЦИЯ 2
ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПИНОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Изочастотные зависимости спиновых волн в касательно намагниченной ферритовой пластине, граничащей с идеальной магнитной стенкой……..... 90
Э. Г. Локк, С. В. Герус

Характеристики поверхностных спиновых волн в слабо контрастном магнонном кристалле..... 95
Э. Г. Локк, С. В. Герус
Правило левой руки, устанавливающее взаимосвязь между распределением спиновой волны по толщине ферритовой пластины и направлениями групповой и фазовой скоростей волны..... 101
Э. Г. Локк, С. В. Герус
Спиновые волны в односторонне металлизированной касательно намагниченной ферритовой пластине..... 106
Э. Г. Локк, С. В. Герус
Моделирование перестраиваемого полосно-заграждающего фильтра на микрополосковой линии……..... 111
Р.К. Бабичев, Г.В. Бабичева
Светлые солитоны огибающей в дважды отрицательной среде на основе нелинейного ферромагнитного метаматериала……..... 118
М.Д. Амельченко, Ф.Ю. Огрин, С.В. Гришин
Параметрическое возбуждение спиновых волн в магнитных метаповерхностях…... 124
А.С. Бир, С.В. Гришин
Эксперементальное иследование распространения невзаимных спиновых волн в многослойном магнонном кристалле……..... 130
А.С. Пташенко, С.А. Одинцов, С.Е. Шешукова, А.В. Садовников, Э.Г. Локк

СЕКЦИЯ 3
ФИЗИКА СЛОЖНЫХ СИСТЕМ

Теоретическое исследование в вычислительных экспериментах одновременного распространения катодонаправленных стримеров в воздухе..... 136
А.А. Белогловский, А.В. Галимова
Численное решение нестандартной краевой задачи для уравнения Лапласа в двумерном периодическом элементе..... 143
В.С. Шевцов, П.А. Поляков
Новый метод уменьшения магнитостатической связи между магнитными слоями в спин-туннельном элементе..... 149
Д.В. Васильев, В.В. Амеличев, С.И. Касаткин, Д.В. Костюк, О.П. Поляков, П.А. Поляков
Магнитное поле однородно намагниченной плёнки с синусоидальным рельефом поверхности..... 155
М.А. Пятаков, М.Л. Акимов, П.А. Поляков
Особенности перемагничивания пленок ферритов-гранатов с двухосной анизотропией..... 161
А.В. Матюнин, Г.М. Николадзе, П.А. Поляков

СЕКЦИЯ 4
ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ И ПОКРЫТИЙ

Прогнозирование свойств композитных диэлектриков.....
Д.В. Голубев, Л.В. Горобинский, Н.Ю. Лысов, А.А. Панов, Б.С. Кирин, А.Л. Панин, А.В. Полюдченков, В.И. Жунь 167
Моделирование трехзвенного полосно-заграждающего фильтра *L*-диапазона длин волн на основе диэлектрических резонаторов..... 172
Л.В. Алексейчик, Н.А. Черкасов
Экспериментальное определение добротности диэлектрического резонатора в экранированных линиях передачи СВЧ с потерями..... 177
В.М. Геворкян, Ю.А. Казанцев, А.В. Шутов

СЕКЦИЯ 5
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ И АГРЕГАЦИЙ

Магнитострикционно-волоконный композит – новый материал микросистемной техники 183
Ю.К. Фетисов, В.И. Мусатов, Д.В. Савельев, Ф.А. Федулов, Д.В.Чашин, Л.Ю. Фетисов

Особенности распределение электромагнитного поля в токопроводах с полимерно-газовой изоляцией..... 188
Д.В. Голубев, Д.И. Ковалев, С.А. Елфимов, А.А. Нестеренко, С.С. Жуликов

Исследование параметров электромагнитного поля при индукционно-резистивном нагреве ферромагнитных материалов..... 195
М.А. Федин, А.Р. Лепёшкин, А.Б. Кувалдин, С.А. Федина, А.В. Молостова, А.И. Василенко, М.Л. Зотов

Удвоитель частоты на основе нелинейного магнитоэлектрического эффекта в планарной гетероструктуре METGLAS/LANGATATE/METGLAS..... 201
Л.Ю.Фетисов, Д.В. Савельев, Ф.А. Федулов, Д.В. Чашин, В.И. Мусатов, Ю.К. Фетисов

Моделирование СВЧ электродинамической системы «Диэлектрический резонатор – полый цилиндрический резонатор»..... 206
Л.В. Алексейчик, Н.А. Черкасов

Технико-экономические аспекты использования отопительных батарей с безэлектродными искровыми разрядами..... 213
М.В.Шамсиев, С.А. Абдулкеримов, А.М. Шамсиев

Исследование процессов в гистерезисных электромеханических преобразователях энергии торцевого исполнения и их совершенствование..... 217
С.Ю. Останин, Т.С. Латыпов, И.А. Фёдоров, Цуй Шумэй, Вэй Го

Подход к расчёту тепловых режимов электромеханических преобразователей энергии с нелинейными магнитными системами..... 224
С.Ю. Останин, Н. Абдугалиев, А.С. Лискин, И.М. Миляев, Цуй Шумэй, Вэй Го

Применение новых материалов для магнитных цепей статора и ротора гистерезисных электромеханических преобразователей энергии торцевого исполнения для повышения энергетических показателей..... 231
С.Ю. Останин, Н. Абдугалиев, И.А. Фёдоров, И.М. Миляев, Цуй Шумэй, Вэй Го

К расчету и моделированию полосно-заграждающего фильтра фидерного тракта..... 238
Л.В. Алексейчик, М.П. Жохова

Моделирование возбуждения микроволнового диэлектрического резонатора щелью в стенке прямоугольного волновода..... 243
Л.В. Алексейчик , А.А. Курушин

Исследование энергетических характеристик инфракрасных излучателей с питанием током сложной формы……..... 249
Д.В. Птицын, Е.В. Птицына, А.Б. Кувалдин

Моделирование электромагнитного отклика замкнутого дефекта для задач магнитооптической дефектоскопии..... 255
В.Н. Бержанский, Д.М. Филиппов, А.А. Шуйский, Н.В. Луговской

Влияние изотермической обработки на магнитные и гистерезисные свойства материалов для роторов гистерезисных электромеханических преобразователей энергии..... 261
С.Ю. Останин, Н. Абдугалиев, А.А. Антаненков, И.М. Миляев, Цуй Шумэй, Вэй Го

Научное издание

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ И МАТЕРИАЛЫ (ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ)

XXX МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

МАТЕРИАЛЫ

ELECTROMAGNETIC FIELD AND MATERIALS (FUNDAMENTAL PHYSICAL RESEARCHES)

XXX INTERNATIONAL CONFERENCE

PROCEEDINGS

Компьютерная верстка А.В. Худяковой

Подписано в печать	21.11.23.	Печать цифровая.	Формат 60x84 1/16
Печ. л. 17,0.	Тираж 33 экз.	Изд. № 23н-121	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.