ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

ISSN: 2225-4293

2019. Том 8. № 1 (31)

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ. 2019. Т. 8. № 1 (31)

Учредители: Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Кравченко Виктор Филиппович, Пустовойт Владислав Иванович

Издатель: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

Журнал зарегистрирован 15 февраля 2000 г. Министерством Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовой информации

Свидетельство о регистрации ПИ № 77–1685

Физические Основы Приборостроения

2019. Том 8. № 1 (31)

doi: 10.25210/jfop-1901 **ISSN 2225–4293**

Журнал «**Физические основы приборостроения**» включен:
- В ***Российский индекс научного цитирования*** (***РИНЦ***).
- В список журналов базы данных ***Russian Science Citation Index*** (***RSCI***) на платформе ***Web of Science.***
- В ***Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук.***

РЕДКОЛЛЕГИЯ

Пустовойт В.И., гл. редактор, академик РАН, д.ф.–м.н., проф.
Кравченко В.Ф., зам. гл. редактора, д.ф.–м.н., проф.
Боголюбов А.Н., д.ф.–м.н., проф.
Боритко С.В., д.ф.–м.н., проф.
Быков А.А., д.ф.–м.н.
Булатов М.Ф., д.ф.–м.н., проф.
Виноградов Е.А., член-корр. РАН, д.ф.–м.н., проф.
Гуляев Ю.В., академик РАН, д.ф.–м.н., проф.
Дианов Е.М., академик РАН, д.ф.–м.н., проф.
Дмитриев А.С., д.ф.–м.н., проф.
Компанец О.Н., д.ф.–м.н., проф.
Крохин О.Н., академик РАН, д.ф.–м.н., проф.
Крюковский А.С., д.ф.–м.н., проф.
Кутуза Б.Г., д.ф.–м.н., проф.
Лукин Д.С., д.ф.–м.н., проф.
Мазур М.М., д.т.н.
Морозов А.Н., д.ф.–м.н., проф.
Назаров Л.Е., д.ф.–м.н.
Панич А.Е., д.т.н., проф.
Панич А.А., д.т.н., проф.
Пожар В.Э., д.ф.–м.н.
Садовничий В.А., академик РАН, д.ф.–м.н., проф.
Самохин А.Б., д.ф.–м.н., проф.
Сидняев Н.И., д.т.н., проф.
Синявский Г.П., д.ф.–м.н., проф.
Татаренко Н.И., д.ф.–м.н.
Федоров И.Б., академик РАН, д.т.н., проф.

ЗАРУБЕЖНЫЕ ЧЛЕНЫ РЕДКОЛЛЕГИИ

Буц В.А., д.ф.–м.н., проф. (Украина)
Волосюк В.К., д.т.н., проф. (Украина)
Загородний А.Г., академик НАН Украины, иностранный член РАН, д.ф.–м.н., профессор (Украина)
Кобаяши К., проф. (Япония)
Кураев А.А., д.ф.–м.н., проф. (Беларусь)
Луценко В.И., д.ф.–м.н., (Украина)
Мартиросян Р.М., академик НАН Республики Армения, иностранный член РАН, д.ф.-м.н.. проф. (Республика Армения)
Мележик П.Н., академик НАН Украины, д.ф.–м.н., проф. (Украина)
Миттра Р., проф. (США)
Павликов В.В., д.т.н., (Украина)
Перес-Меана Э., проф. (Мексика)
Пономарев В.И., д.т.н., проф. (Мексика)
Ра Д., проф. (Корея)
Фисун А.И., д.ф.–м.н., проф. (Украина)
Хашимото М., проф. (Япония)
Яковенко В.М., академик НАН Украины, д.ф.–м.н., проф. (Украина)

EDITORIAL BOARD

Pustovoit, V.I., Editor-in-Chief, Academician of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Kravchenko, V.F., Deputy Editor-in-Chief, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Bogolyubov, A.N., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Boritko, S.V., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Bykov, A.A., Dr. Sci. (Phys.– Math.)
Bulatov, M.F., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Vinogradov, E.A., Corresponding Member of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Gulyaev, Yu.V., Academician of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Dianov, E.M., Academician of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Dmitriev, A.S., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Kompanets, O.N., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Krohin, O.N., Academician of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Krukovsky, A.S., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Kutuza, B.U., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Lukin, D.S., Dr. Sci. (Phys.–Math.), Prof.
Mazur, M. M., Dr. Sci. (Techn.)
Morozov, A. N., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Nazarov, L.E., Dr. Sci. (Phys.– Math.)
Panich, A.E., Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Panich, A.A., Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Pozhar, V.E., Dr. Sci. (Phys.– Math.)
Sadovnichiy, V.A., Academician of RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Samokhin, A.B., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Sidnayev, N.I., Dr. Sci. (Techn.), Prof.
Synyavskiy, G.P., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof.
Tatarenko, N.I., Dr. Sci. (Phys.– Math.)
Fedorov, I.B., Academician of RAS, Dr. Sci. (Techn.), Prof.

FOREIGN EDITORIAL BOARD MEMBERS

Buts, V.A., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Ukraine)
Volosyuk, V. K., Dr. Sci. (Techn.), Prof. (Ukraine)
Zagorodny, A.G., Academician NAS of Ukraine, Foreign Member of the RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Ukraine)
Kobayashi, K., Prof. (Japan)
Kuraev, A.A., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Belarus)
Lutsenko, V.I., Dr. Sci. (Phys.– Math.) (Ukraine)
Martirosyan, R.M., Academician of NAS of Republic of Armenia, Foreign Member of the RAS, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Republic of Armenia)
Melezhik, P.N., Academician of NAS of Ukraine, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Ukraine)
Mittra, R., Prof. (USA)
Pavlikov, V.V., Dr. Sci. (Techn.) (Ukraine)
Perez-Meana, H., Prof. (Mexico)
Ponomaryov, V.I., Dr. Sci. (Techn.), Prof. (Mexico)
Ra, J-W., Prof. (Korea)
Fisun, A. I., Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Ukraine)
Hashimoto, M., Prof. (Japan)
Yakovenko, V.M., Academician NAS of Ukraine, Dr. Sci. (Phys.– Math.), Prof. (Ukraine)

© **НТЦ УП РАН, 2019**

Адрес редакции: 117342, Москва, ул. Бутлерова, д. 15
www.jfop.ru

Заведующий редакцией: **Чуриков Д. В.**
Телефон редакции: **8 (495) 334-83-50**
E-mail: **info@jfop.ru**

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

К 80-ЛЕТИЮ ВИКТОРА АНТОНОВИЧА САДОВНИЧЕГО	2	**TO THE 80TH ANNIVERSARY OF VICTOR ANTONOVICH SADOVNICHY**
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ		**MATHEMATICAL MODELING OF PHYSICAL PROCESSES**
Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Ровенко В.В. Математическое моделирование волноведущих систем со сложной формой сечения	6	**Bogolyubov, A.N., Mogilevskiy, I.E., and Rovenko, V.V.** Mathematical Modelling of Complicated Shaped Cross Section Waveguide Systems
Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Светкин М.И. Математическое моделирование систем с распределенным взаимодействием	13	**Bogolyubov, A.N., Erokhin, A.I., and Svetkin, M.I.** Mathematical Modeling of Systems with Distributed Interaction
К 75-ЛЕТИЮ АНАТОЛИЯ ЕВГЕНЬЕВИЧА ПАНИЧА	20	**TO THE 75TH ANNIVERSARY OF ANATOLY EVGENIEVICH PANICH**
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ		**PHYSICAL BASES OF INSTRUMENTS AND DEVICES**
Леонтьев И.Н., Панич А.Е., Смотраков В.Г., Фесенко О.Е. Контейнер высокого давления для исследования фазовых переходов сегнетоактивных материалов в переменных гидростатическом давлении, напряженности электрического поля и температурах	22	**Leontiev, I.N., Panich, A.E., Smotrakov, V.G., and Fesenko, O.E.** High-Pressure Container for the Research of Phase Transitions of Ferroelectrics Under Variable Hydrostatic Pressure, Electric Field Strength and Temperature
Панич А.Е. Отечественные пьезокерамические материалы для датчиков механических величин	30	**Panich, A.E.** Domestic Piezoceramic Materials for the Mechanical Quantity Piezoelectric Sensors
Малыхин А.Ю., Панич А.А., Панич А.Е., Радченко Г.С., Скрылёв А.В. Прогнозирование высокочастотных магнитоэлектрических резонансов составных приборов электронной техники	36	**Malykhin, A.Yu., Panich, A.A., Panich, A.E., Radchenko, G.S., and Skrylev, A.V.** Forecasting of High-Frequency Magnetoelectric Resonances of Electronic Technics Component Devices
Панич А.Е., Янчич Вл.В. Компенсация деформационной чувствительности пьезоэлектрического датчика виброускорения	42	**Panich, A.E., Yanchich, V.V.** Compensation for the Deformation Sensitivity of the Piezoelectric Vibration Acceleration Sensor
Заргано Г.Ф., Земляков В.В., Крутиев, С.В., Клещенков А.Б. Волноводный квазиэллиптический фильтр на сложных резонансных диафрагмах	47	**Zargano, G.F., Zemlyakov, V.V., Krutiev, S.V., and Kleschenkov, A.B.** Waveguide Quasi-Elliptic Filter on Complex Resonant Diaphragms
Рубрики журнала	55	**Journal Headings**
Правила оформления рукописей	56	**Rules for the Preparation of Manuscripts**

doi: 10.25210/jfop-1901

Сдано в набор 04.03.2019. Подписано в печать 03.04.2019.
Формат бумаги 420×297. Печать цифровая. Печатных листов 15.
Тираж 120 экз. Цена договорная.
Отпечатано в типографии «DC Print», г. Москва, 3-й Нижнелихоборский проезд, д. 1А, стр. 3, оф. 3.

Все права защищены. Перепечатка материалов журнала невозможна без письменного разрешения редакции.

К 80-ЛЕТИЮ ВИКТОРА АНТОНОВИЧА САДОВНИЧЕГО

Виктор Антонович Садовничий родился 3 апреля 1939 года в поселке городского типа Краснопавловка Харьковской области.

После окончания сельской школы год работал грузчиком Краснопавловского свеклопункта Лихачёвской «Сахбазы», затем год — крепильщиком шахты «Комсомолец» треста «Горловскуголь» (Донецкая область) и одновременно учился в вечерней школе.

В 1963 году окончил механико-математический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова по специальности «математика». Далее — старший лаборант кафедры теории упругости механико-математического факультета. После аспирантуры остался ассистентом. В 1981–1982 годах возглавлял кафедру функционального анализа и его приложений факультета вычислительной математики и кибернетики. С 1982 года и по сей день является заведующим кафедрой математического анализа механико-математического факультета. Заместитель декана механико-математического факультета по научной работе, заместитель проректора, проректор (1982–1984), первый проректор (1984–1992). В 1992 году избран ректором МГУ на альтернативной основе. Переизбирался в 1996, 2001, 2005 годах (на безальтернативной основе).

Член-корреспондент РАН с 1994 года, академик РАН с 1997 года — Отделение математических наук.

Академик В. А. Садовничий — выдающийся советский и российский ученый-математик, крупнейший организатор науки и образования, известный специалист в области информатики и прикладной математики. Ему принадлежат фундаментальные труды в математике, механике, ряд важных результатов прикладного характера. Математические труды относятся к области теории дифференциальных операторов, математическому обоснованию ряда подходов в релятивистской теории гравитации. Им получены важные результаты теоретического и прикладного характера, связанные с проблемами динамической имитации управления движением, в частности, космического корабля, летательного аппарата. На их основе впервые в мире удалось создать тренажер, имитирующий невесомость в земных условиях. На тренажерах прошли предполетную тренировку свыше пятидесяти отечественных и зарубежных космонавтов. Исследовал математическую теорию сложных систем — одно из самых актуальных и одновременно самых трудных в математическом отношении направлений современного естествознания. Под его руководством проведена работа «Управление движением при сенсорных нарушениях в условиях микрогравитации и информационное обеспечение максиминного контроля качества визуальной стабилизации космических объектов». Продолжая космическую тематику, В. А. Садовничий руководит работами по математическому моделированию вестибулярного аппарата, разработке гальванического корректора вестибулярного аппарата на Международной космической станции.

В работах, посвященных спектральной теории несамосопряженных операторов, им предложены и развиты аналитические методы и идеи изучения операторов со сложным вхождением параметра. Ему принадлежит выдающийся результат: общий метод нахождения регуляризованных следов широкого класса обыкновенных дифференциальных операторов, а также многих задач со сложным вхождением спектрального параметра, причем не только в дифференциальном выражении, но и в краевых условиях.

В. А. Садовничий исследовал важнейшую задачу математической физики — задачу Орра-Зоммерфельда, возникающую в теории гидродинамической устойчивости, и краевую задачу для уравнения Бесселя, причем здесь впервые в теории следов дискретных операторов был рассмотрен оператор с неограниченным потенциалом. Под его руководством успешно ведутся работы по созданию высокотехнологичной медицинской техники, первым образцом которой стал тактильный механорецептор. Он возглавил разработку темы «Комплексный системный анализ и моделирование мировой динамики» в рамках Программы фундаментальных исследований РАН.

В. А. Садовничий — автор многих фундаментальных трудов по математике, механике, информатике, ряда важных результатов прикладного характера, около 30 лет читает основные курсы по математике «Математический анализ», «Функциональный анализ» и др., руководит общемосковским семинаром по спектральной теории, созданным им в 1967 году.

Более двадцати пяти лет В. А. Садовничий на посту ректора возглавляет Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова. Все эти годы МГУ прочно сохраняет позиции крупнейшего классического университета страны, признанного лидера высшей школы как в России, так и за рубежом. За это время более чем вдвое выросло число факультетов и институтов МГУ, открыты многочисленные новые филиалы МГУ, построены учебные и исследовательские корпуса — словом, построен еще один миллион (!) квадратных метров, т.е. удвоен кампус. Все эти корпуса оснащены передовым научным оборудованием, имеется очень мощное информационное обеспечение, супер-вычислитель, МГУ запускает свои спутники.

В. А. Садовничий критически отнесся к решению Министерства образования РФ начать с 2002 года подготовку к присоединению России к Болонской декларации, согласно которой стандарты отечественного высшего образования должны быть приведены в соответствии с европейскими. В частности, это предполагало обязательное введение вместо одноуровневого высшего образования двухуровневое, включающее бакалавриат и магистратуру, а также замену аспирантуры докторантурой. Ректор отмечал, что для системы российского технического и естественнонаучного образования действовавшие стандарты были оптимальны и введение других могло разрушить сложившиеся научные школы. Также В. А. Садовничий неоднократно выступал против введения Единого государственного экзамена (ЕГЭ), подчеркивал, что недопустимо принимать абитуриентов по результатам ЕГЭ в МГУ.

В. А. Садовничий — глава одной из ведущих научных школ России, снискавшей широкое международное признание, среди его учеников 15 докторов и 65 кандидатов наук.

Он опубликовал 757 статей, 189 книг, 70 докладов на конференциях, 90 тезисов докладов.

Главный редактор журнала «Дифференциальные уравнения», входит в редакционные коллегии научных журналов «Проблемный анализ и государственно управленческое проектирование», «Квантовые компьютеры и квантовые вычисления», «Высшее образование в России», «Фундаментальная и прикладная математика».

Вице-президент Российской академии наук с 2008 по 2013 гг. Член Президиума РАН с 2008 года. Член Бюро Отделения математических наук РАН.

Председатель Межведомственного координационного совета РАН «Транснациональное развитие Евразийского континента». Председатель Комиссии РАН по образованию. Член Экспертной комиссии по Большой золотой медали Российской академии наук имени М. В. Ломоносова. Председатель Комиссии РАН по изучению научного наследия академика Н. Н. Моисеева.

В 1994 году избран Президентом Союза ректоров России, объединяющего почти 700 университетов и высших учебных заведений страны. Председатель Российского совета олимпиад школьников.

Член Совета при Президенте РФ по науке и образованию, член Научного совета при Совете Безопасности РФ.

Почётный член Российской академии образования, член Попечительского совета РАО.

Президент Московского общества испытателей природы.

С 1989 года являлся членом Совета Ассоциации университетов СССР (после преобразования в 1992 году — Евразийская ассоциация университетов), с 1992 года — возглавил Ассоциацию.

Член Постоянного комитета Конференции ректоров университетов Европы (СКЕ), ряда других международных научных и образовательных организаций.

Член Римского Клуба.

Действительный член большого числа научно-общественных профессиональных академий, почетный доктор многих зарубежных и отечественных университетов.

В 2003 году участвовал в выборах депутатов в Государственную Думу ФС РФ, но после избрания отказался от мандата депутата.

Член Президиума и Совета Российского общества политологов.

Награжден Орденом Александра Невского, двумя орденами Трудового Красного Знамени, орденом «За заслуги перед Отечеством» IV, III и II ст.

Дважды лауреат Государственной премии СССР, лауреат Государственной премии РФ и трёх премий Правительства РФ.

Удостоен премии имени М. В. Ломоносова, Золотой медали имени М. В. Келдыша РАН, Золотой медали имени Льва Николаева, медали К. Д. Ушинского.

Ему вручены — почётная грамота Государственной Думы Федерального Собрания РФ, почётный знак «Совет Безопасности Российской Федерации», серебряная медаль Выставки достижений народного хозяйства СССР, диплом им. Ю. А. Гагарина Центра подготовки космонавтов СССР, медаль им. К. Э. Циолковского (награда Федерального космического агентства Роскосмос), орден «Аль-Фахр» (Орден Почёта) высшая награда Совета муфтиев России.

Четырежды лауреат национальной премии «Человек года», лауреат национальной премии «Россиянин года».

Отмечен дипломом и медалью Международной ассоциации Академий наук «За содействие развитию науки».

Награжден орденом Почетного легиона степени «Командор» (Франция, 1997), орденом «Почетного легиона» (Франция, 2005), орденом «За заслуги дипломатической службы» (Республика Корея), орденом Восходящего солнца 2-й ст. (Япония), множеством наград стран СНГ.

В 2004 году В. А. Садовничий назван компанией Rambler «Человеком года» в номинации «Образование и наука» проекта «Люди года».

В ноябре 2011 года в ротонде главного здания МГУ установлены барельефные портреты выдающихся ректоров университета: Несмеянова, Петровского, Садовничего.

Именем «Академик Садовничий» назван сорт древовидных пионов с махровыми и полумахровыми желтыми цветками.

Редколлегия журнала, друзья и коллеги поздравляют Виктора Антоновича Садовничего с 80-летием, от всей души желают крепкого здоровья и новых творческих успехов!

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

УДК 519.632.4; 535.421

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЕДУЩИХ СИСТЕМ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ СЕЧЕНИЯ

© Авторы, 2019
doi: 10.25210/jfop-1901-006012

Боголюбов А. Н. — д.ф.–м.н., проф., кафедра математики, физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва E-mail: bogan7@yandex.ru

Могилевский И. Е. — к.ф.–м.н., доцент, физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва. E-mail: mogilev@phys.msu.ru

Ровенко В. В. — аспирант, физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва. E-mail: rovenko.vladimir@physics.msu.ru

Аннотация

Проведено исследование волноведущих систем сложного поперечного сечения с учётом проблем, возникающих при решении задач подобного рода. Особое внимание уделено выделению сингулярной части электромагнитного поля в волноведущих системах сложного поперечного сечения.

Ключевые слова: *волноводы сложного сечения, антенны, фильтры математическое моделирование, волноведущие системы, тела сложной формы, рёбра, кромки, особые точки, асимптотическое разложение, численные методы, метод конечных элементов*

Abstract

The research of difficult shaped cross section waveguide systems has been held in this article. And the electromagnetic field singularity part of such type waveguide systems has been discussed here particularly.

Keywords: *complicated shaped cross section waveguide systems, aerials, mathematical modelling, difficult shaped bodies, edges, special points, asymptotic expansion, numerical methods, finite elements method*

Введение

Волноводы сложного сечения (ВСС) находят широкое применение при конструировании различных СВЧ-устройств, таких как антенны, фильтры, поляризаторы, мультиплексоры и др. [1–5]. Применение ВСС позволяет создавать устройства, превосходящие по своим параметрам их аналоги на прямоугольных и круглых волноводах. Включение продольных металлических выступов в волновод позволило улучшить ряд его характеристик, в частности, существенно расширить полосу частот одномодового режима работы [2–5].

В последние два десятилетия наблюдается бурное развитие специализированных программных пакетов компьютерного моделирования различных высокочастотных радиотехнических задач прямыми численными методами, что позволяет на сегодняшний момент решить в строгой постановке практически любую задачу анализа многих волноводных элементов и устройств, в том числе и на волноводах со сложным поперечным сечением. Однако, как показывают многочисленные исследования [1–4], решение задач синтеза, особенно в случае наличия большого числа свободных параметров геометрии, оказывается практически невыполнимо в отсутствие хорошего начального приближения, поскольку либо требует огромного времени счета, либо вообще не приводит к конечному результату. Поэтому развитие базы численно-аналитических методов и поиск новых прототипов, позволяющих с достаточно высокой скоростью и точностью решать широкий круг задач, связанных с электродинамическим анализом и синтезом ряда ключевых радиотехнических устройств на волноводах сложного сечения является важной и востребованной задачей для разработчиков аппаратуры сантиметрового и миллиметрового диапазонов [1, 26, 27].

Известно, что наличие ребер на границах и поверхностях разрывов диэлектрической проницаемости приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля в окрестности особой точки границы или неоднородности заполнения [5–6,9]. В частности, обобщенное решение может иметь сингулярности даже при гладкой правой части уравнений [8].

Оператор Максвелла в областях с негладкой границей исследован в ряде работ Бирмана М. Ш. и Соломяка М. З. [21]. Показано, что для областей с входящими ребрами оператор Максвелла на решениях класса Соболева $H^1(\Omega)$ симметричен, но не является самосопряженным даже для полого резонатора. В данных работах предлагается и анализируется определение оператора Максвелла в пространстве L_2, в котором он оказывается самосопряженным. Исследованы главные особенности решения вблизи негладких точек гра-

ницы. Установлено, что описание особенностей сводится к исследованию сингулярностей энергетических решений скалярных эллиптических уравнений второго порядка.

Для построения экономичных алгоритмов расчета волноведущих систем и получения оценок точности построенных приближенных решений необходимо математическое изучение поведения точного решения в окрестности особых точек границы волновода [22]. Ключевыми при этом становятся спектральные задачи теории волноводов, исследование которых проводится функционально-аналитическими методами [22–24].

Одним из способов преодоления этих проблем, связанных с наличием сингулярности у электромагнитного поля в окрестности ребра, является выделение особенности решения в явном виде, то есть построение асимптотики по гладкости электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе [9]. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в работе В. А. Кондратьева [8], а также С. А. Назарова и Б. А. Пламеневского [7]. Здесь и далее под словом «асимптотическое представление» имеется в виду запись решения в виде суммы сингулярной и гладкой частей.

Рассмотрен ряд задач, посвященных выделению сингулярной части электромагнитного поля волновода в окрестности ребер границы [9], поверхностей разрыва диэлектрической проницаемости [6,14], в окрестности ребра металло-диэлектрического клина в волноводе [11]. Помимо выделения сингулярной части электромагнитного поля в закрытых волноведущих системах с помощью данного метода удается получить сингулярную часть электромагнитного поля в ряде задач дифракции, в частности, в задаче дифракции электромагнитного поля на телах с диэлектрическими ребрами в окрестности ребра [16,25], в окрестности конической точки для задачи дифракции на идеально проводящем теле, содержащим коническую точку [15]. Хотя физические и математические постановки этих задач значительно различаются, каждая из них приводит к эллиптическому дифференциальному уравнению с различными дополнительными условиями, и в основе построения сингулярной части электромагнитного поля лежит общий метод выделения сингулярной части решения эллиптических краевых задач, впервые предложенный В. А. Кондратьевым [8].

На основе полученного асимптотического представления электромагнитного поля в окрестности ребра удается существенно увеличить скорость сходимости метода конечных элементов, вводя в пространство пробных функций сингулярные функции, имеющие особенность заданного вида и точно аппроксимирующие сингулярную часть решения [17]. В этой работе показано, что знание сингулярной части решения позволяет получить скорость сходимости метода конечных элементов не ниже, чем для гладкого случая, поскольку сингулярность аппроксимируется точно. Применение этого подхода на практике рассмотрено в [12,18]. На основе априорной информации о сингулярной части решения удалось модифицировать метод конечных элементов, что существенно повысило скорость его сходимости.

Исследование волноведущих систем сложного поперечного сечения

Рассмотрим более подробно выделение сингулярной части электромагнитного поля в волноведущих системах сложного поперечного сечения.

Пусть электромагнитное поле имеет гармоническую зависимость от времени вида $\exp(-i\omega t)$, а волновод представляет собой цилиндр $Q=\{(x,y)\in\Omega, z\in(-\infty,+\infty)\}$, граница области $\partial\Omega$ содержит угловую точку O с углом произвольной величины. Предполагается, что вне некоторой окрестности угловой точки граница области $\partial\Omega$ гладкая, а внутри нее совпадает с сектором. Считается, что магнитная проницаемость внутри волновода $\mu\equiv 1$, а диэлектрическая проницаемость ε вещественная, зависит только от поперечных координат и имеет ограниченные первые производные. Математическая постановка задачи для собственных векторов компонент поля $\vec{A}=\{H_\perp, E_z\}$ и собственных значений β^2 (β — постоянная распространения) приведена в [10,9]

$$-\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\,H_\perp - k^2\varepsilon\,\mathrm{rot}\,E_z = -\gamma^2 H_\perp,$$
$$-ik\,\mathrm{rot}\varepsilon H_\perp - \mathrm{div}\varepsilon\,\mathrm{grad}\,E_z = -\gamma^2\varepsilon E_z,$$

где $k=\dfrac{\omega}{c}$ — волновой вектор, γ — спектральный параметр, предполагается, что все функции имеют зависимость от z вида $\exp(i\gamma z)$. Граничные условия имеют вид

$$(\mathbf{H}\cdot\mathbf{n})\big|_{\partial\Omega}=0, E_z\big|_{\partial\Omega}=0.$$

Здесь использованы следующие обозначения: $H_\perp=\{H_x,H_y\}=\{H_r,H_\varphi\}$, $\mathbf{n}$ — нормаль к границе области или линии разрыва,

$$\mathrm{div}H_\perp=\frac{\partial H_x}{\partial x}+\frac{\partial H_y}{\partial y},\ \mathrm{rot}H_\perp=\frac{\partial H_y}{\partial x}-\frac{\partial H_x}{\partial y},$$
$$\mathrm{grad}E_z=\mathbf{i}_x\frac{\partial E_z}{\partial x}+\mathbf{i}_y\frac{\partial E_z}{\partial y},\ \mathrm{rot}E_z=\mathbf{i}_x\frac{\partial E_z}{\partial y}-\mathbf{i}_y\frac{\partial E_z}{\partial x}.$$

В [10] показано, что эта задача порождает ограниченный оператор $T:\left(L_2(\Omega)\right)^3 \to W$ в гильбертовом пространстве

$$W = H_0(\mathrm{div}) \oplus \dot{H}^1(\Omega),$$

где

$$H_0(\mathrm{div}) = \left\{ H_\perp \middle| H_\perp \in \left(L_2(\Omega)\right)^2, \mathrm{div}\, H_\perp \in L_2(\Omega), H_n\big|_{\partial\Omega} = 0 \right\}, \ \left\| H_\perp \right\|_{H_0(div)} = \left\| H_\perp \right\|_{\left(L_2(\Omega)\right)^2} + \left\| \mathrm{div}\, H_\perp \right\|_{L_2(\Omega)}.$$

Оператор T компактен в подпространстве V пространства W, выделяемом дополнительным условием $\mathrm{rot}\, H_\perp = -ikE_z$, которое понимается в смысле обобщенных функций. Для исследования задачи, следуя [8,7], вводится пространство $V_\gamma^l(\Omega)$ с нормой

$$\left\| u \right\|^2_{V_\gamma^l(\Omega} = \sum_{j+k \le l} \int_\Omega r^{2(\gamma - l + j)} \left| \frac{\partial^{j+k} u}{\partial r^j \partial \varphi^k} \right|^2 r dr d\varphi,$$

где использована полярная система координат с центром в угловой точке, $l \ge 0$ — целое, γ — любое действительное число. Для компонент поля получено следующее асимптотическое (по гладкости) представление решения

$$H_r(r,\varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(r)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0} - 1} \cos \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \Re_r(r,\varphi),$$

$$H_\phi(r,\varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(\phi)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0} - 1} \sin \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \Re_\phi(r,\varphi),$$

$$E_z(r,\varphi) = \chi \sum_{0 < \frac{\pi n}{\omega_0} < 2} C_n^{(z)} r^{\frac{\pi n}{\omega_0}} \sin \frac{\pi n}{\omega_0} \varphi + \Re_z(r,\varphi),$$

где $\chi(r)$ — срезающая функция, $\vec{\Re} \in \left(V_0^2(\Omega)\right)^3$ — гладкая часть решения.

Для дискретизации задачи применяется метод конечных элементов [17]. Строится конечномерное приближение W_h' пространства W с использованием сингулярных пробных функций, учитывающих особенность решения вблизи угловой точки поперечного сечения. Доказана сходимость приближенного решения к точному со скоростью порядка h в пространстве W и со скоростью порядка h^2 в пространстве $\left(L_2(\Omega)\right)^3$. Получена также оценка скорости сходимости собственных значений

$$\left| \lambda - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \lambda_{ih} \right| < Ch^2.$$

На основе построенного асимптотического представления для случая скалярной задачи предложен и реализован алгоритм численного расчета волноведущей системы с входящим ребром [13]. Знание особенности решения в окрестности угловой точки границы позволило существенно повысить скорость сходимости.

Рассмотренный метод выделения особенности электромагнитного поля волновода в окрестности ребра идеально проводящего металлического клина удается обобщить на случаи ребра диэлектрического клина [6, 14], а также металло-диэлектрического клина [19].

В [14] детально исследован регулярный металлический радиоволновод с диэлектрическим заполнением, неоднородным в поперечном сечении. Предполагается, что электромагнитное поле волновода имеет гармоническую зависимость от времени вида $\exp(-i\omega t)$. Боковая поверхность считается идеально проводящей, волновод представляет собой цилиндр $Q = \left\{ (x,y) \in \Omega, z \in (-\infty, +\infty) \right\}$. Магнитная проницаемость среды, заполняющей волновод, равна $\mu \equiv 1$. Диэлектрическая проницаемость ε — кусочно-непрерывная скалярная вещественная функция.

Для исследования задачи также используется математическая постановка из [10] для собственных векторов, дополненная условиями сопряжения на поверхностях разрыва диэлектрической проницаемости:

$$-\mathrm{grad}\, \mathrm{div}\, H_\perp - k^2 \varepsilon \mathrm{rot}\, E_z = -\gamma^2 H_\perp,$$
$$-ik\, \mathrm{rot} \varepsilon H_\perp - \mathrm{div} \varepsilon \mathrm{grad}\, E_z = -\gamma^2 \varepsilon E_z,$$

где $k = \dfrac{\omega}{c}$ — волновой вектор, γ — спектральный параметр, предполагается, что все функции имеют зависимость от z вида $\exp(i\gamma z)$.

Граничные условия и условия сопряжения имеют вид

$$\left(\mathbf{H}\cdot\mathbf{n}\right)\big|_{\partial\Omega}=0,\ E_z\big|_{\partial\Omega}=0,\ \left[\left(\mathbf{H}\cdot\mathbf{n}\right)\right]\Big|_C=0,\ \left[E_z\right]\Big|_C=0,\ \left(\mathbf{H}\times\mathbf{n}\right)\Big|_C=0,$$

$$\left[\mathrm{div}H_\perp\right]\Big|_C=0,\ \left[\varepsilon\left(\mathrm{grad}E_z+ik\left(\mathbf{H}\times\mathbf{i}_z\right)\right)\cdot\mathbf{n}\right]\Big|_C=0.$$

Здесь C — линия разрыва диэлектрической проницаемости, $\mathbf{n}$ — нормаль к границе области или линии разрыва. Условие $\left[\mathrm{div}H_\perp\right]\Big|_C=0$ следует из $\mathrm{div}\mathbf{H}=0$ и $\left[H_\tau\right]\Big|_C=0$. Последнее условие сопряжения $\left[\varepsilon\ \mathrm{grad}E_z+ik\ \mathbf{H}\times\mathbf{i}_z\ \cdot\mathbf{n}\right]\Big|_C=0$ следует из уравнений Максвелла и условия $\left[\varepsilon E_n\right]\Big|_C=0$.

Чтобы провести исследование поведения электромагнитного поля в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости, сначала данная задача рассматривается на всей плоскости вместо области Ω. В дальнейшем использование срезающей функции позволяет свести задачу в конечной области к задаче на всей плоскости. Дополнительно предполагается, что диэлектрическая проницаемость является кусочно-постоянной (по крайней мере, в окрестности диэлектрического ребра). Для удобства описания вводится полярная система координат с центром в угловой точке линии разрыва.

Уравнение для компоненты электрического поля E_z принимает вид

$$\mathrm{grad\ div}E_z=\frac{2}{r^2}\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\frac{\partial u}{\partial\varphi}(r,0)\delta(\varphi)-\frac{2}{r^2}\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\frac{\partial u}{\partial\varphi}(r,0)\delta(\varphi-\omega_0)+\gamma^2E_z-\frac{ik}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi)+\frac{ik}{r}\frac{\partial H_r}{\partial\varphi}.$$

Обозначим $\alpha=\dfrac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}$. Для компонент H_r и H_φ магнитного поля получается система

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_r)\right)+r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(rH_\varphi)\right)=-k^2\varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial\varphi}+\gamma^2(rH_r),$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(rH_r)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}(rH_\varphi)=-k^2\varepsilon r\frac{\partial E_z}{\partial r}+\gamma^2(rH_\varphi).$$

Дополнительное условие принимает вид

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi)-\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(rH_r)=-ik\varepsilon E_z.$$

С помощью метода выделения особенности электромагнитного поля в окрестности ребра удается получить следующее представление электрического поля в окрестности угловой точки линии разрыва

$$E_z(r,\varphi)=\chi\sum_{-\delta<\nu_k^{(1)}<1}r^{\nu_k^{(1)}}\left\{C_k^{(1)}\cos\left[\left(\pi-\varphi\right)\nu_k^{(1)}\right]+D_k^{(1)}\cos\left[\left(\pi-|\omega_0-\varphi|\right)\nu_k^{(1)}\right]\right\}+$$

$$+\chi\sum_{-\delta<\nu_k^{(2)}<1}r^{\nu_k^{(2)}}\left\{C_k^{(2)}\cos\left[\left(\pi-\varphi\right)\nu_k^{(2)}\right]+D_k^{(2)}\cos\left[\left(\pi-|\omega_0-\varphi|\right)\nu_k^{(2)}\right]\right\}+\Re(r,\varphi).$$

где $\nu_k^{(1)}$ и $\nu_k^{(2)}$ — решения уравнений

$$\sin\pi\nu_k^{(1)}-\alpha\sin\left(\pi\nu_k^{(1)}-\nu_k^{(1)}\omega_0\right)=0,$$

$$\sin\pi\nu_k^{(2)}+\alpha\sin\left(\pi\nu_k^{(2)}-\nu_k^{(2)}\omega_0\right)=0,$$

(кроме $\nu_k=0$), $\chi(r)=\begin{cases}1, r\le d/2,\\ 0,\quad r>d,\end{cases}$ $\chi(r)\in C^\infty$ — срезающая функция, $\Re(r,\varphi)$ — гладкая часть решения, для которой получена оценка в соответствующей норме.

Главную особенность в окрестности диэлектрического ребра в волноводе имеет именно электрическое поле. Сама продольная компонента электрического поля ограничена в окрестности ребра, а ее производная имеет степенную особенность, причем вид функции, описывающей особенность, и показатели степени соответствуют полученному ранее для скалярного случая в [20].

В [19] исследован волновод с входящим ребром в виде металло-диэлектрического клина. Также предполагается, что радиоволновод представляет собой бесконечный цилиндр $Q=\left\{\left(x,y\right)\in\Omega, z\in\left(-\infty,+\infty\right)\right\}$ с идеально проводящими стенками и диэлектрическим заполнением, неоднородным в поперечном сечении. Исследуется случай, когда граница волновода имеет входящее ребро с двугранным углом ω_0.

Через ребро проходит плоскость разрыва диэлектрической проницаемости, составляющая двугранный угол β с границей волновода.

Для данной задачи также использована математическая постановка из [10]. Чтобы провести исследование поведения электромагнитного поля в окрестности ребра границы волновода, через которое проходит плоскость разрыва диэлектрической проницаемости, сначала данная задача рассматривается на всей плоскости вместо области Ω. В дальнейшем использование срезающей функции позволяет свести задачу в конечном поперечном сечении волновода к задаче на всей плоскости и использовать полученные результаты для асимптотического представления решения. Дополнительно предполагается, что диэлектрическая проницаемость является кусочно-постоянной (по крайней мере, в окрестности ребра). Для удобства описания вводится полярная система координат с центром на ребре волновода.

Уравнение для компоненты электрического поля E_z принимает вид

$$\operatorname{grad}\operatorname{div}E_z = -\frac{2}{r^2}\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}\frac{\partial u}{\partial\varphi}(r,\beta)\delta(\varphi-\beta)+\gamma^2E_z-\frac{ik}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_\varphi)+\frac{ik}{r}\frac{\partial H_r}{\partial\varphi}.$$

Обозначим $\alpha=\dfrac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\varepsilon_2+\varepsilon_1}$. Для компонент H_r и H_φ магнитного поля получается система

$$r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rH_r)\right)+r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial\varphi}(rH_\varphi)\right)=-k^2\varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial\varphi}+\gamma^2(rH_r),$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r\partial\varphi}(rH_r)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2}(rH_\varphi)=-k^2\varepsilon r\frac{\partial E_z}{\partial r}+\gamma^2(rH_\varphi).$$

Тем же методом, что применен в [14] для диэлектрического ребра, удается получить следующее представление электрического поля в окрестности металло-диэлектрического ребра

$$E_z(r,\varphi)=\chi\sum_{-\delta<\nu_k<1}C_kr^{\nu_k}\left\{\cos\left[\nu_k\left(\beta-\omega_0+\varphi\right)\right]-\cos\left[\nu_k\left(\left|\beta-\varphi\right|-\omega_0\right)\right]\right\}+\Re(r,\varphi).$$

где ν_k — решения уравнения $\alpha\sin\left[\nu_k\left(2\beta-\omega_0\right)\right]+\sin\left(\nu_k\omega_0\right)=0.$ (кроме $\nu_k=0$),

$$\chi(r)=\begin{cases}1, r\le d/2,\\ 0,\quad r>d,\end{cases}\ \chi(r)\in C^\infty$$

— срезающая функция, $\Re(r,\varphi)$ — гладкая часть решения, для которой получена оценка в соответствующей норме.

Выводы

Таким образом, метод выделения особенности решений эллиптических дифференциальных уравнений, впервые предложенный в пионерской работе [8], может быть широко применен для выделения сингулярной части электромагнитного поля волновода как для скалярных, так и векторных постановок. Функция, описывающая особенность решения, имеет наиболее простой вид для ребра идеально проводящего клина, при этом показатель для степенной функции определяется явно, в остальных случаях удается получить уравнения, описывающие показатель степени в зависимости от угла клина и диэлектрической проницаемости. Для некоторых частных случаев уравнения могут быть решены аналитически, в общем случае они могут быть решены численно с любой точностью.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 19.01.00593, 18–31–00377 мол_а.

Список литературы

1. *Земляков В. В., Заргано Г. Ф.* Одно- и многомодовые селективные СВЧ-устройства на волноводах сложного сечения и перспективы их развития в структурах многослойных интегральных микросхем // Известия ЮФУ. Технические науки. 2016. № 5(178). С. 126–134.
2. *Заргано Г. Ф.,* Землянов В.., Кривопустенко В. В. Анализ модового состава прямоугольного волновода с двумя перекрещивающимися L-выступами // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15.№ 1. С. 7–17.
3. *Заргано Г.Ф., Земляков В.В.* Электродинамический анализ и синтез селективных устройств на волноводах сложного сечения для современных антенно-фидерных систем // Антенны. 2011. Вып. 7 (170). С. 64–73.
4. *Гадзиева А. А., Земляков В. В., Крутиев С. В.* Полосно-пропускающий СВЧ-фильтр на волноводах сложного сечения, интегрированный в многослойную микросхему с применением SIW-технологии // Инженерный вестник Дона. 2013. Т. 24. № 1. С. 24–29.
5. *Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Кривопустенко В. В.* Электродинамический анализ собственных волн в прямоугольном волноводе с двумя L-выступами // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. № 3. С. 285–294.
6. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е., Свешников А. Г.* Асимптотическое представление электромагнитного поля диэлектрического волновода в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2015. Т. 55. № 3. С. 446.

7. *Назаров С. А., Пламеневский Б. А.* Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей // М.: Наука, 1991.
8. *Кондратьев В. А.* Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками // Труды Московского Математического Общества. Т. 16. 1967. С. 227.
9. *Боголюбов А. Н., Делицын А. Л., Могилевский И. Е., Свешников А. Г.* Особенности нормальных волн неоднородного волновода с входящими ребрами // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48. № 7. С. 787.
10. *Делицын А. Л.* О проблеме применения метода конечных элементов к задаче вычисления мод волноводов // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. Т. 39. № 2. С. 315–322.
11. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е.* Сингулярность поля в окрестности ребра металло-диэлектрического клина // Труды российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова, серия Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. 2016. Т. 9. С. 33–35.
12. *Боголюбов А. Н., Ерохин А. И., Могилевский И. Е., Светкин М. И.* Гибридный метод решения уравнения Пуассона в области с металло-диэлектрическими углами // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. № 1. С. 17–22.
13. *Боголюбов А. Н., Ерохин А. И., Могилевский И. Е.* Математическое моделирование нерегулярного волновода с входящими ребрами // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2012. Т. 52. № 6. С. 1058–1062.
14. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е.* Математическое исследование особенности электромагнитного поля волновода в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости // Физические основы приборостроения. 2016. Т. 5. № 2. С. 72–79.
15. *Rovenko, V. V., Mogilevsky, I. E.* Solution of boundary problems for elliptic equation in domains with conical or corner points // PIERS Proceedings 2017. IEEE Xplore [Piscataway, N.J.], United States, 2017. P. 2102–2105.
16. *Bogolyubov, A.N., Mogilevskiy, I.E., and Rovenko, V.V.* Mathematical problems of the diffraction theory on bodies with irregularly boundary // PIERS Proceedings 2017. IEEE Xplore [Piscataway, N.J.]. United States, 2017.
17. *Могилевский И. Е.* Применение метода смешанных конечных элементов и оценки скорости сходимости для расчета электромагнитного поля волновода с входящими ребрами // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2012. Т. 52. № 11. С. 2071–2079.
18. *Боголюбов А. Н., Ерохин А. И., Могилевский И. Е., Светкин М. И.* Гибридный метод численного решения уравнения Пуассона в области с диэлектрическим углом // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2017. Т. 57. № 8. С. 1321–1330.
19. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е.* Сингулярности электромагнитного поля волновода в окрестности особых точек // Ученые Записки Физического Факультета МГУ. 2017. № 4. С. 1740303–1–1740303–7.
20. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е.* Поведение решения эллиптических краевых задач в окрестности угловой точки линии разрыва коэффициентов // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2011. Т. 51. № 12. С. 2253–2259.
21. *Бирман М. Ш., Соломяк М. З.* L2-теория оператора Максвелла в произвольных областях // Успехи мат. наук. 1987. Т. 42. Вып. 6. С. 61.
22. *Боголюбов А. Н., Делицын А. Л., Могилевский И. Е.* О математическом обосновании вариационно-разностного подхода к численному моделированию волноведущих систем // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ., астрон. 1998. № 5. С. 14.
23. *Делицын А. Л.* Об одном подходе к задаче о полноте системы собственных и присоединенных волн магнито-диэлектрического волновода // Диф. уравн. 2000. Т. 36. № 5. С.629.
24. *Боголюбов А. Н., Делицын А. Л., Могилевский И. Е., Свешников А. Г.* О задаче возбуждения волновода с неоднородным заполнением // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. Т. 39. № 11. С. 1869.
25. *Боголюбов А. Н., Могилевский И. Е.* Сингулярность электромагнитного поля в окрестности диэлектрического ребра в задачах дифракции на телах сложной формы // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2016. № 3. С. 163110-1 – 163110-4.
26. *Кравченко В.Ф., Кравченко О.В.* Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018. 696с. ISBN 978-5-94836-518-3
27. *Кравченко В.Ф.* Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М.: Физматлит, 2006.

Поступила 11 февраля 2019.

MATHEMATICAL MODELLING OF COMPLICATED SHAPED CROSS SECTION WAVEGUIDE SYSTEMS

A.N. BOGOLYUBOV, I.E. MOGILEVSKIY, AND V.V. ROVENKO

doi: 10.25210/jfop-1901-006012

The complicated cross-section waveguides are widely used in the various microwave devices, such as antennas, filters, polarizers, multiplexers, etc. construction. The using of such waveguides allows us to create the devices that exceed their parameters comparing with rectangular and circular waveguides. The longitudinal metal protrusions addition to the waveguide has made it possible to improve a number of it's characteristics, in particular, to significantly expand the single-mode operation frequency band.

It is known that the edges on the boundaries and the dielectric permittivity surface discontinuities lead to the electromagnetic field singularities in the in the boundary silent point vicinity or the waveguide filling inhomogeneity.

One of the ways to get over the problem is to find the solution asymptotic representation in the edge vicinity in an explicit form, that is, to construct the electromagnetic field asymptotic for the smoothness in the edge vicinity in the waveguide. The results, represented in the V. A. Kondratiev and S. A. Nazarov with B. A. Plamenevsky works about the elliptic boundary-value solution asymptotic problems, are essentially used in this case.

A number of problems dedicated to the finding the waveguide the electromagnetic field singular part in the boundary edges, the permittivity surface discontinuities and the metal-dielectric wedge edge vicinities have been considered. In addition to the electromagnetic field singular part extraction in the closed waveguide systems, this method makes it possible to obtain the electromagnetic field in a number of diffraction problems, in particular, in the edge vicinity for the electromagnetic field diffraction problem on the bodies having dielectric edges; in the conical point vicinity for the diffraction problem on ideally conducting bodies containing a conical point. Although the physical and mathematical formulations of these problems differ significantly, each of them lead to an elliptic differential equation with various additional conditions, and for the both of them the electromagnetic field singular part construction bases on the elliptic differential equations singular part solution extracting method, for the first time proposed by V. A. Kondratiev.

On the basis of the electromagnetic field asymptotic representation, obtained in the edge vicinity, it is possible to significantly increase the finite element method convergence rate. The singularity exact form knowledge enables one to complement the test functions space by functions having singularities of this type and exactly approximate by them the singular part of the solution, which makes it possible to obtain the exact solution convergence rate as that as in the smooth case.

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог «Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Журнал включен:

- В ***Российский индекс научного цитирования*** (***РИНЦ***).
- В базу данных ***Russian Science Citation Index*** (***RSCI***) на платформе ***Web of Science.***
- В ***Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук.***

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

УДК 537.876.45, 621.372.822, 51.73

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© Авторы, 2019

doi: 10.25210/jfop-1901-013019

Боголюбов А. Н.— д.ф.-м.н., проф., Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва. E-mail: bogan7@yandex.ru

Ерохин А. И.— к.ф.-м.н., н.с., Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет. E-mail: forlector@mail.ru

Светкин М. И.— аспирант, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет. E-mail: mihail-svetkin@mail.ru

Аннотация

Рассмотрена математическая модель бесконечного периодического волновода лестничного типа, период которого состоит из объединения конечного числа отрезков волноводов постоянного прямоугольного сечения. Исследованы случаи идеально проводящих и импедансных стенок. На основе неполного метода Галеркина разработаны подходы, позволяющие снизить жесткость итоговых матричных задач. Построены дисперсионные характеристики исследуемых систем.

Ключевые слова: *волноведущие системы, лестничные волноводы, условия Щукина-Леонтовича, импеданс*

Abstract

The mathematical model of an infinite periodic waveguide of ladder type, the period of which consists of the Union of a finite number of waveguide segments of constant rectangular cross-section, is considered. The cases of perfectly conducting and impedance walls are investigated. On the basis of the incomplete Galerkin method, approaches have been developed to reduce the rigidity of the final matrix problems. Dispersion characteristics of the studied systems are constructed.

Keywords: *waveguide, ladder-type waveguides, Shchukin—Leontovich conditions, impedance*

Введение

Периодические систем лестничного типа, период которых состоит из отрезков волноводов постоянного прямоугольного сечения (рис. 1), находят все более широкое применение при создании и разработке различных электронных устройств терагерцового диапазона, например, клистронов [1–3].

В данной работе представлен ряд математических моделей для расчета дисперсионных характеристик указанных структур как с идеальным стенками, так и с импедансными.

Постановка задачи

Рассматривается периодический волновод, период d которого состоит из P участков постоянного прямоугольного сечения S_p длиной a_p и шириной b_p, $p = 1 \ldots P$. Волновод ориентирован вдоль оси z.

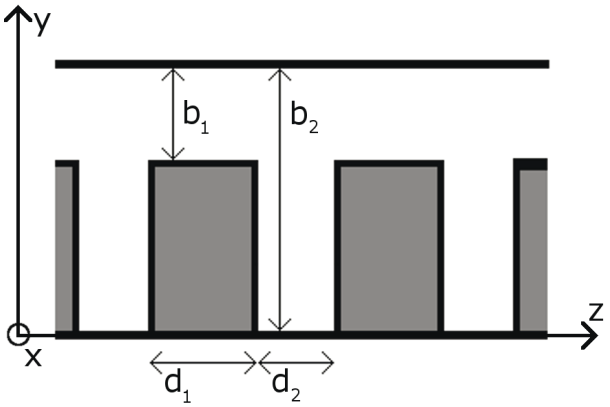


Рис. 1. *Продольное сечение волновода лестничного типа.*

Электромагнитное поле внутри волновода описывается системой уравнений Максвелла

$$rot\mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \tag{1}$$

$$rot\mathbf{H} = -ik\mathbf{E}, \tag{2}$$

где $0 < z < d$. Поля в сечениях $z = 0$ и $z = d$ связаны условиями периодичности Флоке [4]

$$\mathbf{E}\Big|_{z=d} = e^{i\gamma d}\,\mathbf{E}\Big|_{z=0}, \tag{3}$$

$$\mathbf{H}\Big|_{z=d} = e^{i\gamma d}\,\mathbf{H}\Big|_{z=0}. \tag{4}$$

Система (1)-(4) дополняется граничными условиями Щукина-Леонтовича [5, 9, 10] на боковых стенках

$$\left[\mathbf{n},\mathbf{E}\right]\Big|_{\partial V} = Z_s\left[\mathbf{n},\left[\mathbf{n},\mathbf{H}\right]\right]\Big|_{\partial V}, \tag{5}$$

где $\mathbf{n}$ — единичная внешняя нормаль к границе ∂V рассматриваемой области, Z_s — поверхностный импеданс материала стенок. Для прямоугольной области это условие принимает вид

$$E_x = Z_s H_z, E_z = -Z_s H_x, y = 0, \tag{6}$$

$$E_x = -Z_s H_z, E_z = Z_s H_x, y = b, \tag{7}$$

$$E_y = Z_s H_z, E_z = -Z_s H_y, x = 0, \tag{8}$$

$$E_y = -Z_s H_z, E_z = Z_s H_y, x = a. \tag{9}$$

При $Z_s = 0$ граничные условия (6)-(9) описывают идеальные стенки.

На стыках участков постоянного сечения ставятся условия сопряжения, которые выражают закон сохранения потока энергии в среднем

$$\int\limits_{S_p \cap S_{p+1}} \left[\vec{E}_p, \vec{H}_p\right] ds = \int\limits_{S_p \cap S_{p+1}} \left[\vec{E}_{p+1}, \vec{H}_{p+1}\right] ds, p = 1..P. \tag{10}$$

Случай с идеальными стенками

Задача (1)-(5), (10) при $Z_s = 0$ решается с помощью неполного метода Галеркина. Его применение приводит к системам дифференциальных уравнений с плохо обусловленными матрицами, вследствие одновременного наличия как экспоненциально возрастающих, так и экспоненциально убывающих решений. В связи с этим предложен новый подход к решению данной задачи, не приводящий к плохо обусловленным матрицам.

Основная идея метода состоит в том, чтобы в начале отдельно рассмотреть и сшить поля, распространяющиеся в разных направлениях, а далее их объединить в итоговой матричной задаче. Этот подход позволяет избавиться от экспоненциально возрастающих матричных коэффициентов.

Не ограничивая общности, рассмотрим случай $P = 2$.

Пусть $z_1, z_2, \left(0 < z_1 < z_2 < d\right)$ — координаты сечений стыков отрезков волновода на рассматриваемом периоде. Пронумеруем сечения следующим образом: «1» — $z = 0$, «2» — $z = z_a - 0$, «3» — $z = z_a + 0$, «4» — $z = z_b - 0$, «5» — $z = z_b + 0$, «6» — $z = d$.

В качестве базиса для каждого участка постоянного сечения используется векторный базис [4], который для прямоугольного сечения может быть выписан аналитически. Обозначим базисные функции для электрического поля в i-ом сечении $\left\{\mathbf{G}_n^{(ei)}\right\}$ и $\left\{\mathbf{G}_n^{(hi)}\right\}$ для магнитного.

Обозначим $C_\pm^i$ столбец амплитуд волн электрического поля в i-ом сечении, распространяющемся в направлении, определяемом нижним индексом. Таким образом, полное электрическое поле представляется в виде суперпозиции полей, распространяющихся вдоль оси волновода в положительном и отрицательном направлении

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{E}_+^{(i)} + \mathbf{E}_-^{(i)}, \mathbf{E}_+^{(i)} = \sum_n \left(C_+^i\right)_n \mathbf{G}_n^{(ei)}, \ \mathbf{E}_-^{(i)} = \sum_n \left(C_-^i\right)_n \mathbf{G}_n^{(ei)}, \tag{11}$$

Оператор, действующий на столбец в i-ом сечении и возвращающий столбец в j-ом сечении, обозначим U_i^j.

В сечениях стыка из условий сопряжения (10) при подстановке разложений полей (11) могут быть получены операторы отражения R и прохождения T, которые действуют на столбец комплексных амплитуд волн, падающих на рассматриваемое сечение, и возвращают столбцы амплитуд отраженных и прошедших волн, соответственно. Например, для волны, падающей на сечение «2» слева с амплитудами C_+^2, амплитуды прошедших C_+^3 и C_-^2 отраженных волн будут иметь вид

$$C_+^3 = T_2^3 C_+^2, \ C_-^2 = R_2^2 C_+^2. \tag{12}$$

Помимо введенных выше операторов R и T, для описания данной структуры потребуется ввести оператор распространения на регулярных участках P. Поскольку рассматривается система без потерь, моды соответствующие различным базисным функциям распространяются независимо, следовательно, матрица

оператора P будет диагональной

$$P_j^i = diag\left(\left\{\exp\left(\pm i\gamma_n^{(i)}\left(z_a - z_b\right)\right)\right\}_{n=1..N_i}\right). \quad (13)$$

Для получения дисперсионной характеристики рассматриваемой структуры необходимо построить матрицу трансформации полных полей в сечениях, отстоящих на период d. Для этого необходимо отдельно рассмотреть преобразование амплитуд волн, падающих на рассматриваемый период структуры слева и справа, в амплитуды волн, распространяющихся из данного периода налево и направо.

Первой рассмотрим матрицу трансформации S_+ полей, распространяющихся вправо в «1» сечении, в поля, распространяющиеся вправо в «6» сечении

$$C_+^6 = P_5^6 T_4^5 P_3^4 \left(\sum_{n=0}^{\infty} Q^n\right) T_2^3 P_1^2 C_+^1,\ Q = R_3^3 P_4^3 R_4^4 P_3^4. \quad (14)$$

Бесконечная сумма описывает внутренние переотражения между двумя скачками сечений «2–3» и «4–5». В рассматриваемом случае ряд в (14) является сходящимся и может быть переписан в следующем виде:

$$C_+^6 = P_5^6 T_4^5 P_3^4 \left(I - Q\right)^{-1} T_2^3 P_1^2 C_+^1 = S_+ C_+^1,\ S_+ = P_5^6 T_4^5 P_3^4 \left(I - Q\right)^{-1} T_2^3 P_1^2. \quad (15)$$

Аналогично может быть построена матрица B_+, связывающая поля распространяющиеся в 1-м сечении направо и налево как результат отражения от нерегулярностей внутри периода структуры

$$B_+ = P_2^1 R_2^2 P_1^2 + P_2^1 T_3^2 P_4^3 R_4^4 P_3^4 \left(I - Q\right)^{-1} T_2^3 P_1^2. \quad (16)$$

Первое слагаемое соответствует отражению от первого стыка, а второе — результат внутренних переотражений между сечениями «2–3» и «4–5».

В волноведущей структуре, состоящей из последовательно повторяющихся двух участков постоянного сечения, удобно выбрать начало координат в середине любого регулярного участка. Тогда при зеркальном отражении $z \to -z$ волновод переходит сам в себя и в этом случае $S_+ = S_- = S$, $B_+ = B_- = B$.

Поле C_+^1 в сечении «1» порождает прошедшее через период поле SC_+^1 в сечении «6», распространяющееся направо, и поле BC_+^1 в сечении «1», распространяющееся налево. Аналогично, поле C_-^6 в сечении «6» порождает поле SC_-^6 в сечении «1», распространяющееся налево, и поле BC_-^6 в сечении «6», распространяющееся направо. Таким образом, суммарное электрическое поле в левом сечении будет $C_+^1 + BC_+^1 + SC_-^6$, а в правом — $C_-^6 + BC_-^6 + SC_+^1$. Подставив эти выражения в условие Флоке для электрического поля в (3), получим

$$\begin{pmatrix} S & I+B \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix} = \lambda\begin{pmatrix} I+B & S \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Амплитуды магнитных поле в каждой волне могут быть выражены через амплитуды электрических полей

$$D_\pm^i = \pm H^{(i)} C_\pm^i,\ H^{(i)} = \mathrm{diag}\left(\left\{\frac{k}{\gamma_n^{(i)}}\right\}_{n=1..N}\right). \quad (18)$$

где k — волновое число, $\gamma_n^{(i)}$ — постоянная распространения i-ой волны, знак определяется направлением распространения. Таким образом, условие Флоке для магнитного поля (4) принимает вид

$$\begin{pmatrix} HS & H\left(-I+B\right) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix} = \lambda\begin{pmatrix} H\left(I-B\right) & -HS \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Объединяя (17) и (19), получим обобщенную задачу на собственные значения для определения комплексных амплитуд электрического поля и соответствующих параметров Флоке λ [10]

$$\begin{pmatrix} S & I+B \\ HS & H\left(-I+B\right) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix} = \lambda\begin{pmatrix} I+B & S \\ H\left(I-B\right) & -HS \end{pmatrix}\begin{pmatrix} C_+^1 \\ C_-^6 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Решая задачу (20) при других значениях волнового числа k, строятся дисперсионные характеристики рассматриваемой структуры.

На рис. 2 представлены дисперсионные характеристики структуры, изображенной на рис. 1 с отношением высот регулярных участков $b_1 / b_2 = 0{,}85$, рассчитанные с помощью описанного выше метода. Наличие нерегулярности в виде ступеньки приводит к возмущению дисперсионных кривых в областях $\mathrm{Re}\,\gamma d = 0, \pi, 2\pi$. В результате этого для лестничного периодического волновода становится характерно появление запрещенных зон (на рис. 2 область частот 42–43 ГГц), что было подтверждено с помощью асимптотических методов в [6].

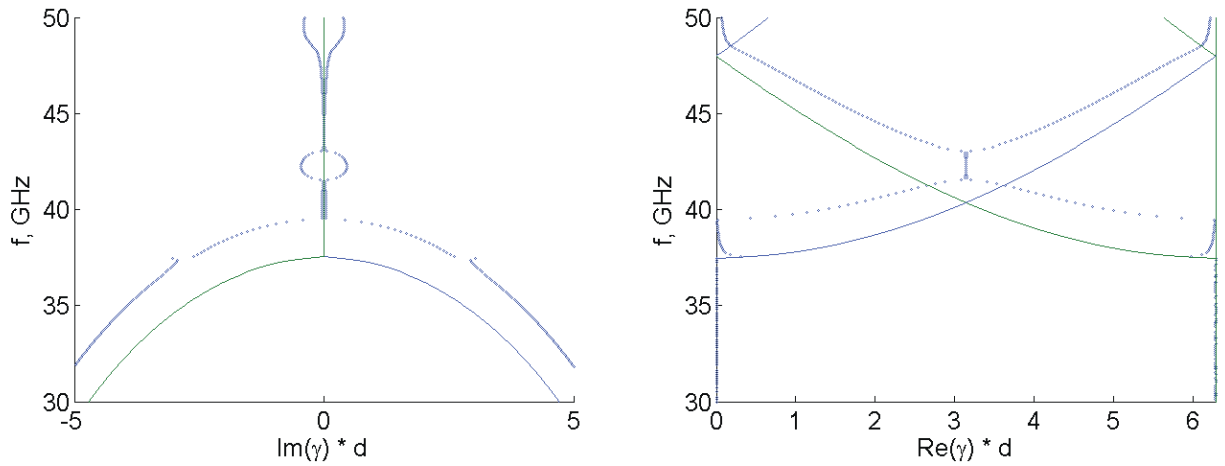


Рис. 2. *Дисперсионная характеристика идеального лестничного волновода.*

Случай с импедансными стенками

При наличии потерь в стенках векторный базис [4] уже не удовлетворяет граничным условиям Щукина-Леонтовича (5). В [7] было предложено дополнить этот базис специально построенными функциями, которые обеспечат выполнение условий (6)-(9) точно.

Пусть $\mathbf{G}_{nm}^{(e1)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(e2)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(h3)}$ — базисные функции электрического типа идеального волновода, $0<n\le N$, $0<m\le M$, а $\mathbf{G}_{nm}^{(h1)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(h2)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(e3)}$ — базисные функции магнитного типа идеального волновода, $0<n\le N$, $0<m\le M$, $n+m>0$.

Введем дополнительные базисные функции $\mathbf{G}_{nm}^{(ex)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(ey)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(ezx)}$, $\mathbf{G}_{nm}^{(ezy)}$, $0<n\le N$, $0<m\le M$, $n+m>0$ с ненулевой касательной компонентой электрического поля на границе ∂V, обеспечивающие выполнение условий Щукина-Леонтовича (6)-(9).

Представим электромагнитные поля в сечении волновода в виде

$$\mathbf{H}_z=\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(h1)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(h1)}, \tag{21}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_\perp=&\sum\nolimits_{(e)}W_{nm}^{(e2)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(e2)}+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(e3)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(e3)}+\\&+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(ex)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(ex)}+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(ey)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(ey)},\end{aligned} \tag{22}$$

$$\mathbf{E}_z=\sum\nolimits_{(e)}W_{nm}^{(e1)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(e1)}+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(ezx)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(ezx)}+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(ezy)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(ezy)}, \tag{23}$$

$$\mathbf{H}_\perp=\sum\nolimits_{(e)}W_{nm}^{(h3)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(h3)}+\sum\nolimits_{(h)}W_{nm}^{(h2)}(z)\mathbf{G}_{nm}^{(h2)}. \tag{24}$$

Подставляя разложения полей (4)–(7) в систему уравнений Максвелла (1), (2) и граничные условия (5) и воспользовавшись свойствами построенного базиса [7], получим дифференциально-алгебраическую систему линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов W_{nm}.

Введем столбец всех искомых коэффициентов

$$\tilde{C}=\left(W^{(e2)},W^{(h3)},W^{(h2)},W^{(e3)},W^{(e1)},W^{(h1)},W^{(ex)},W^{(ey)},W^{(exz)},W^{(eyz)}\right)^T,$$

столбец коэффициентов $C=\left(W^{(e2)},W^{(h3)},W^{(h2)},W^{(e3)}\right)^T$ и столбец

$$\hat{C}=\left(W^{(e1)},W^{(h1)},W^{(ex)},W^{(ey)},W^{(exz)},W^{(eyz)}\right)^T.$$

Таким образом, $\tilde{C}=\left(C^T,\hat{C}^T\right)^T$.

Во введенных обозначениях полученная система дифференциально-алгебраических уравнений будет иметь вид

$$\frac{dC}{dz}=D\tilde{C}, \tag{25}$$

$$A\tilde{C}=0. \tag{26}$$

Разрешая алгебраическую часть (26) и подставляя ее в (25), получим систему дифференциальных уравнений

$$\frac{dC}{dz} = QC\,. \tag{27}$$

Пусть $C_a^{(p)}$ — столбец амплитуд полей на левой границе p-го участка волновода, а $Q^{(p)}$ — матрица системы (27) для этого участка. Запишем задачу Коши для каждого участка

$$\frac{dC^{(p)}}{dz} = A^{(p)}C^{(p)}, z_p < z \le z_{p+1}, \tag{28}$$

$$C^{(p)} = C_a^{(p)}, z = z_p. \tag{29}$$

После интегрирования задачи (28, 29), находятся значения коэффициентов $C_b^{(p)}$ на правом конце рассматриваемого участка, зависящие от начального условия $C_a^{(p)}$. Запишем в матричном виде связь между полученными коэффициентами

$$C_b^{(p)} = T^{(p)}C_a^{(p)}. \tag{30}$$

Поскольку задача (28), (29) является жесткой, для ее решения необходимо применять специальные методы, например, метод направленной ортогонализации [8].

На стыке p-го и (p+1)-го участков волновода представления полей (22), (24) подставляются в условия сопряжения (10). Получаемая система алгебраических уравнений разрешается относительно столбца коэффициентов полей в (p+1)-ом сечении

$$C_a^{(p+1)} = R^{(p)}C_b^{(p)}. \tag{31}$$

В силу периодичности структуры столбец $C_a^{(P+1)}$ соответствует сечению, отстоящему от сечения столбца $C_a^{(1)}$ на период. Матрица, связывающие эти два столбца получается последовательным перемножением матриц $T^{(p)}$ и $R^{(p)}$

$$C_a^{(P+1)} = \left(\prod_{p=1}^{P} R^{(p)}T^{(p)}\right)C_a^{(1)} = WC_a^{(1)}. \tag{32}$$

При использовании условий Флоке (3), (4), получаем задачу на собственные значения

$$e^{i\gamma d}C_a^{(1)} = WC_a^{(1)}, \tag{33}$$

решение которой позволяет построить дисперсионные характеристики и собственные моды рассматриваемого волновода.

Отметим, что с помощью метода направленной ортогонализации удается рассмотреть большее количество базисных мод. Однако при дальнейшем увеличении числа мод точность алгоритма снижается.

С помощью предложенного метода рассчитывались дисперсионные характеристики волновода прямоугольного сечения 1 см на 0.5 см. При $Z_s = 0$ система уравнений (23) переходит в систему уравнений для идеального волновода, и дисперсионные характеристики согласуются с рассчитанными аналитически.

При наличии импеданса дисперсионные характеристики искажаются, появляется затухание мод (рис. 3, 4).

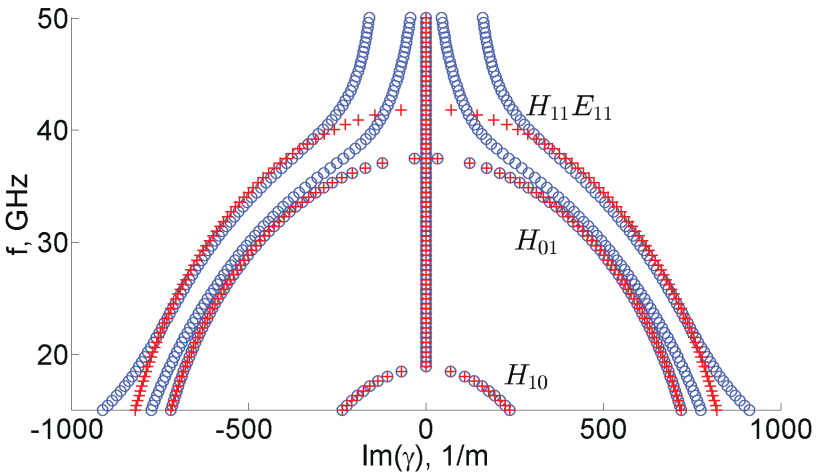


Рис. 3. *Дисперсионные характеристики идеального бесконечного волновода («+») и волновода с потерями при импедансе* $Z_s = 0.25(1-i)$ *(круги), мнимая часть.*

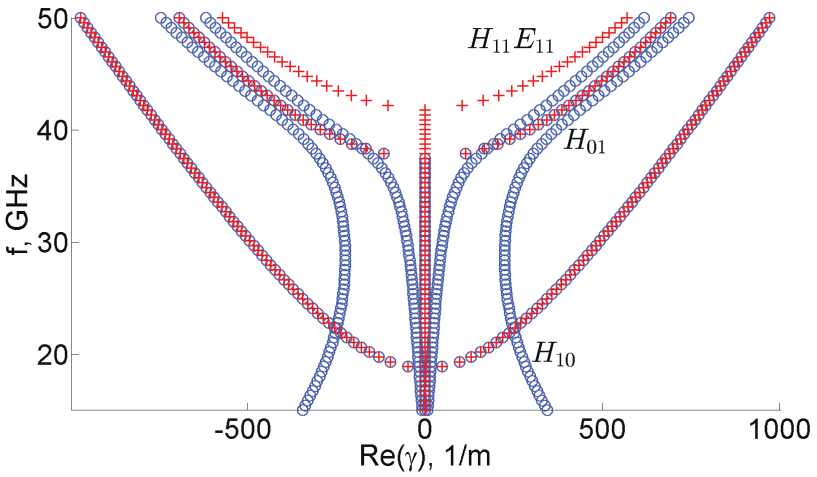


Рис. 4. *Дисперсионные характеристики идеального бесконечного волновода («+») и волновода с потерями при импедансе* $Z_s = 0.25(1-i)$ *(круги), действительная часть.*

Выводы

Описанные в данной работе методы могут быть применены для расчета широкого класса электронных устройств содержащих системы с распределенным взаимодействием при наличии потерь в стенках. Построены дисперсионные характеристики для систем с конкретными размерами, представляющих интерес при конструировании клистронных систем.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований № 18–31–00377 мол_а, № 19–01–00593.

Список литературы

1. *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
2. *Григорьев А. Д.* Электродинамика и техника СВЧ. М.: Высшая школа, 1990.
3. *Заргано Г. Ф., Земляков В. В., Кривопустенко В. В.* Анализ модового состава прямоугольного волновода с двумя перекрещивающимися L-выступами // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15. № 1. С. 7-17.
4. *Ильинский А. С. и др.* Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991.
5. *Ильинский А. С., Слепян Г. Я.* Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М.: Издательство Московского университета, 1983.
6. *Назаров С. А.* Асимптотика спектральных лакун в регулярно возмущенном периодическом волноводе // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 1. Математика. Механика. Астрономия. 2013. № 2. С. 54-63.
7. *Ерохин А. И., Могилевский И. Е., Родякин В. Е., Пикунов В. М.* Математическая модель прямоугольной волноведущей системы с импедансными стенками // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2016. № 6. С.1661106.
8. *Быков А. А., Ильинский А. С.* Решение краевых задач для линейных систем обыкновенных дифференциальных уравнений методом направленной ортогонализации //Журнал вычислительной математики и математической физики. 1979. Т. 19. № 3. С. 631–639.
9. *Кравченко В.Ф., Кравченко О.В.* Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018. 696с. ISBN 978-5-94836-518-3
10. *Кравченко В.Ф.* Электродинамика сверхпроводящих структур. Теория, алгоритмы и методы вычислений. М.: Физматлит, 2006.

Поступила 11 февраля 2019.

MATHEMATICAL MODELING OF SYSTEMS WITH DISTRIBUTED INTERACTION

A.N. BOGOLYUBOV, A.I. EROKHIN, AND M.I. SVETKIN

doi: 10.25210/jfop-1901-013019

The mathematical model of an infinite periodic waveguide of ladder type, the period of which consists of the union of a finite number of waveguide segments of constant rectangular cross-section, is considered (fig. 1).

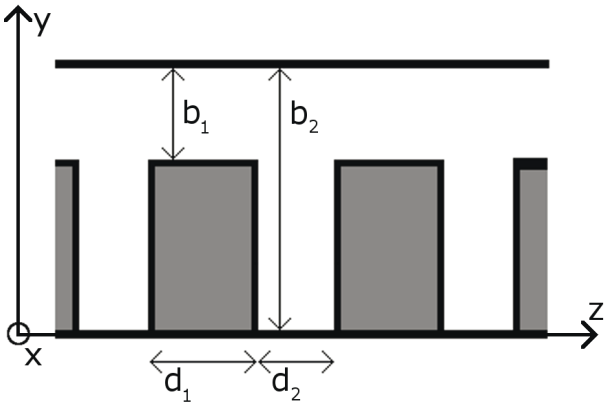


Fig. 1. *Longitudinal section of ladder-type waveguide consisting of two parts with different cross-sections.*

Periodic ladder-type systems are widely used in the design and development of various electronic devices of the terahertz range, for example, klystrons [1-3].

Electromagnetic field in this problem is described by the Maxwell's equations

$$rot\mathbf{E} = ik\mathbf{H}\,,\ rot\mathbf{H} = -ik\mathbf{E}$$

with periodic Floquet conditions

$$\mathbf{E}\big|_{z=d} = \exp(i\gamma d)\mathbf{E}\big|_{z=0}\,,\ \mathbf{H}\big|_{z=d} = \exp(i\gamma d)\mathbf{H}\big|_{z=0}\,.$$

Continuity conditions on joints of the waveguide parts with different cross-sections s_p are based on continuity of the average Poynting vector

$$\int\limits_{S_p \cap S_{p+1}} [\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p] ds = \int\limits_{S_p \cap S_{p+1}} [\mathbf{E}_{p+1}, \mathbf{H}_{p+1}] ds, p = 1..P\,.$$

The cases of ideal

$$\mathbf{E}_\tau\big|_{\partial V} = 0,$$

and impedance boundary conditions are investigated:

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}]\big|_{\partial V} = Z_s [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{H}]]\big|_{\partial V}\,.$$

In the case of ideal walls this problem can be solved by incomplete Galerkin method but this approach leads to the ill-conditioned matrices due to presence of exponentially growing solutions. The method to be proposed allows avoiding this problem by taking into account wave directions.

In the case of impedance walls a special basis was proposed. It consists of the ideal waveguide basis with additional functions which exactly fit Schukin-Leontovich boundary conditions.

Thus a wide class of ladder-type waveguide systems can be calculated by using methods to be proposed. Dispersion characteristics of the studied systems are constructed.

К 75-ЛЕТИЮ АНАТОЛИЯ ЕВГЕНЬЕВИЧА ПАНИЧА

26 февраля 2019 года исполнилось 75 лет члену редакционной коллегии журнала «Физические основы приборостроения» Анатолию Евгеньевичу Паничу, доктору технических наук, профессору, директору Института высоких технологий и пьезотехники Южного федерального университета.

Анатолий Евгеньевич Панич родился 26 февраля 1944 г. в г. Хабаровске. Интерес к технике, стремление познать человеческие возможности в покорении воздушного пространства, способности в конструировании простейших летательных устройств послужили решающим фактором для поступления Анатолия Евгеньевича в Таганрогский авиационный техникум по специальности «техник-механик по самолетостроению», который он окончил с отличием в 1962 году. После прохождения службы в рядах Советской Армии обучался на физическом факультете Ростовского государственного университета, который успешно окончил в 1970 году.

Полувековая трудовая деятельность Анатолия Евгеньевича связана с Южным федеральным университетом (Ростовский государственный университет). Он прошел большой трудовой путь от старшего лаборанта (1970 г.), инженера (1970–1971 г.г.), старшего научного сотрудника (1971–1981 г.г.), главного инженера НИИ физики (1981–1982 г.г.), заместителя директора по прикладным исследованиям НИИ физики (1982–1988 г.г.), директора-главного конструктора НКТБ «Пьезоприбор» РГУ (1988–2014 г.г.), декана факультета высоких технологий (2001–2014 г.г.). С 2014 года по настоящее время — директор Института высоких технологий и пьезотехники Южного федерального университета. В 2014 году назначен научным руководителем инженерного направления развития университета, с 2018 года — председатель комитета по инженерному направлению науки образования ЮФУ, председатель экспертного совета «Инженерные науки» ЮФУ.

В 1980 году получил ученую степень кандидата физико-математических наук, в 1997 году успешно защитил диссертацию на соискание степени доктора технических наук.

С 2007 года Анатолий Евгеньевич Панич профессор.

Панич А. Е.— известный ученый с мировым именем, яркий пример служению отечественной науке, руководитель научной школы «Пьезоэлектрическое приборостроение». Его научные интересы лежат в области приоритетных направлений развития науки и техники, таких как приборостроение, физика сегнетоэлектриков и диэлектриков, прикладные аспекты акустики, нанотехнологии функциональных материалов, разработки интеллектуальных систем микросистемной техники и технической диагностики, системный анализ и управление. Результаты этих работ отмечены наградами и дипломами за участие в региональных, федеральных и международных выставках.

Панич А.Е. — научный руководитель инновационных разработок, при его активном участии выполнен большой объем работ, удовлетворяющих требованиям ракетно-космической и оборонной техники. Решен целый ряд стратегических, научно-исследовательских, технологических и практических задач. Свыше 350 разработок успешно используются на предприятиях Федерального космического агентства, Министерства Обороны, Минатома, Минсудпрома, топливно-энергетического комплекса, машиностроения, строительной индустрии.

Талантливый ученый, педагог, руководитель, Анатолий Евгеньевич предложил создать в Ростовском университете инженерный факультет высоких технологий. Открытие этого факультета в 2001 году до сих пор обеспечивает подготовку элитных инженерных кадров по новым востребованным специальностям для ракетно-космической отрасли, оборонного комплекса и народного хозяйства.

В период с 1999–2007 г.г. А. Е. Панич работал по совместительству заместителем директора Северо-Кавказского научного центра Высшей школы, проводя большую научно-организационную работу в области развития естественных и технических наук в Южном федеральном округе.

В настоящее время является академиком Российской инженерной академии, членом специального экспертного совета ВАК при Минобрнауки России, членом научного Совета РАН «Физика конденсированных сред» секции «Физика сегнетоэлектриков и диэлектриков». Член проблемного совета № 4-Б ФКА «Измерительная аппаратура РКТ» Роскосмоса, член трех диссертационных советов — Д 212.208.20, Д 212.208.23 при ТТИ ЮФУ и Д 212.314.02 при ЮРГТУ, экспертом международного научного журнала «Smart Materials and Structures», членом редколлегии журналов «Нано- и микросистемная техника», «Физические основы приборостроения», «Научная мысль Кавказа» и «Инженерный вестник Дона». Он является председателем Организационных и Программных комитетов Международных и Всероссийских научных конференций «Актуальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения».

Анатолий Евгеньевич является автором и соавтором более 400 публикаций, 12 монографий, 10 патентов на изобретения, опубликованных в ведущих отечественных и зарубежных научных изданиях. Под его научным руководством защищены две докторские и семь кандидатских диссертаций.

Панич А. Е. имеет правительственные награды: медаль ордена «За заслуги перед Отечеством» II степени, орден «Дружбы», медаль ордена «За заслуги перед Ростовской областью», медаль «300 лет Российскому Флоту». Награжден многочисленными отраслевыми и ведомственными наградами.

Редколлегия журнала, друзья и коллеги поздравляют Анатолия Евгеньевича Панича с 75-летием, от всей души желают крепкого здоровья и новых творческих успехов!

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

УДК 669.017.11: 669–98:537.226

КОНТЕЙНЕР ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ СЕГНЕТОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ В ПЕРЕМЕННЫХ ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ ДАВЛЕНИИ, НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТЕМПЕРАТУРАХ

© Авторы, 2019
doi: 10.25210/jfop-1901-022029

Леонтьев И. Н.— к.ф.-м.н., доц., кафедра «Нанотехнология», Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону. E-mail: i.leontiev@rambler.ru

Панич А. Е.— д.т.н., проф., Южный федеральный университет, Институт высоких технологий и пьезотехники, Ростов-на-Дону. E-mail: aepanich@yandex.ru

Смотраков В. Г.— к.х.н., с.н.с., Южный федеральный университет, Научно-исследовательский институт физики, Ростов-на-Дону. E-mail: smotr@ip.rsu.ru

Фесенко О. Е.— д.ф.-м.н., в.н.с., Южный федеральный университет, Научно-исследовательский институт физики. E-mail: oleg.fesenko2014@yandex.ru

Аннотация

Разработан, изготовлен и опробован контейнер для исследования фазовых переходов в кристаллах при варьировании гидростатического давления до 12 кбар, электростатического поля до 1 МВ/см и температуры от 290 до 400 К, главным отличием которого от обычных ячеек высокого давления является помещение поляроидов внутрь рабочего объема. Такая схема с поляроидами внутри, а не снаружи контейнера позволяет проводить исследования поляризационно-оптическим методом независимо от материала оптических окон. Другой особенностью контейнера является двойное капсулирование кристаллической пленки — объекта исследования. Последнее позволило предохранить исследуемый образец от механического повреждения. Показаны элементы конструкции контейнера. Контейнер впервые применен для получения информации о фазовых состояниях сегнетоактивных материалов в переменных напряженностях E электрического поля и давлениях *P*. Построены фазовые диаграммы (*P*, *E*) монокристаллов $PbZrO_3$ и $PbHfO_3$, а также температурные зависимости полей прямого *Pbam–Cm2m* и обратного фазовых переходов при 5 и 8 кбар для $PbZrO_3$.

Ключевые слова: *высокое гидростатическое давление, сильное электростатическое поле, фазовые диаграммы, сегнетоэлектрики, антисегнетоэлектрики, кристаллооптические методы*

Abstract

A container for monitoring phase transitions in crystals exposed to variations of hydrostatic pressure to 12 kbar, electrostatic field strength to 1 MV/cm and temperature from 290 to 400 K has been designed and tested. Its main difference from conventional high pressure cells is that polaroids are placed inside the working space. The use of a circuit with inside, and not outside the container allows to carry out studies using the polarization-optical method regardless of the material of the optical windows (inputs). Another feature of the container is the double capsulation of a composite crystalline film being a specimen, what allows one to avoid the mechanical damage of the latter. The design elements of the container have shown. The container was first used to obtain the new information about the phase states of ferroactive materials in such parameters as the alternating strengths E of the electric field and alternating pressures *P*. Phase diagrams (*P*, *E*) of antiferroelectric $PbZrO_3$ and $PbHfO_3$ single crystals, as well as the temperature dependences of the direct *Pbam–Cm2m* and the reverse *Cm2m–Pbam* phase transitions fields at following fixed hydrostatic pressures: 5 and 8 kbar for these single crystals have constructed and shown.

Keywords: *high hydrostatic pressure, strong electrostatic field, phase diagrams, ferroelectrics, antiferroelectrics, crystal optical methods*

1. Конструкция контейнера

Исследованию кристаллов в электрических полях порядка 10^5–10^6 В/см присущ ряд методических особенностей, к которым, в частности, относятся следующие [1]:

1. Объектом исследования могут служить лишь тонкие механически свободные монокристаллы-пленки, имеющие толщину порядка 5–10 мкм.

2. Предпочтительным, а в ряде случаев единственно возможным способом регистрации факта протекания фазового перехода, является визуальный и наблюдаемый в поляризованном свете.

При измерении кристаллов обычных размеров к конструкции держателя кристалла не предъявляется особых требований. При исследовании фазовых переходов, индуцированных в тонких свободных и не связанных с подложкой кристаллах-пленках, держатель кристалла является одним из основных деталей экспериментальной установки. По условиям эксперимента допускается только одностороннее механическое зажатие кристалла в месте его крепления. Вместе с тем, поскольку при исследованиях под давлением кристалл погружается в рабочую жидкость, передающую давление, он должен быть защищен от повреждений при погружении. Кроме того, он должен оставаться неподвижным в процессе измерений. Помехой для измерений является то обстоятельство, что состояние поляризации света всегда нарушается в оптической ячейке высокого давления (ВД), вследствие механических напряжений в материале окон. Вышесказанное побудило нас провести исследования, цель которых состояла в том, чтобы на основании методик, изложенных в [1,2], создать оригинальную методику проведения поляризационно-оптических исследований при одновременном приложении давления до 10–12 кбар и постоянного электрического поля напряженностью до 10^6 В/см.

При традиционной схеме кристаллооптических исследований в поляризованном свете, когда поляроиды располагаются снаружи контейнера ВД, любой материал, из которого были бы изготовлены окна ячейки типа цилиндр-поршень, будет находиться в поле неоднородных механических напряжений. Они возникают вследствие конструкционных особенностей, индуцирующих, благодаря упругооптическому эффекту, двупреломление, скомпенсировать которое из-за его неоднородности по объему окна не представляется возможным. В [3, 4] авторам удалось получить поляризованные спектры комбинационного рассеяния света с использованием ячейки с алмазными наковальнями. Такая ячейка не позволяет, однако, проводить электрические измерения. Мы отказались от традиционной схемы и исследовали возможность проведения оптико-поляризационных исследований при помещении поляроидов внутрь камеры. Тогда жесткие требования к проявлению оптической анизотропии материала окон отпадают, но они остаются в силе для рабочей жидкости, которая находится между поляроидами в рабочем объеме контейнера. Для осуществления манипуляций с кристаллическими образцами-пленками, в контейнере применена внутренняя капсула.

1.1. Поляроиды высокого давления

По внутренним диаметрам отверстий оптических окон контейнера, равным 2 мм, нами были изготовлены поляроиды в виде дисков такого же диаметра, вырезанных из поляроидной пленки поляризационного фильтра российского производства ПФ-20, применяемого в фотографии. Без предварительной обработки такие пленки не пригодны для эксплуатации, так как они впитывают в себя рабочую жидкость, используемую для передачи давления в ячейке, и теряют свои поляризационные свойства.

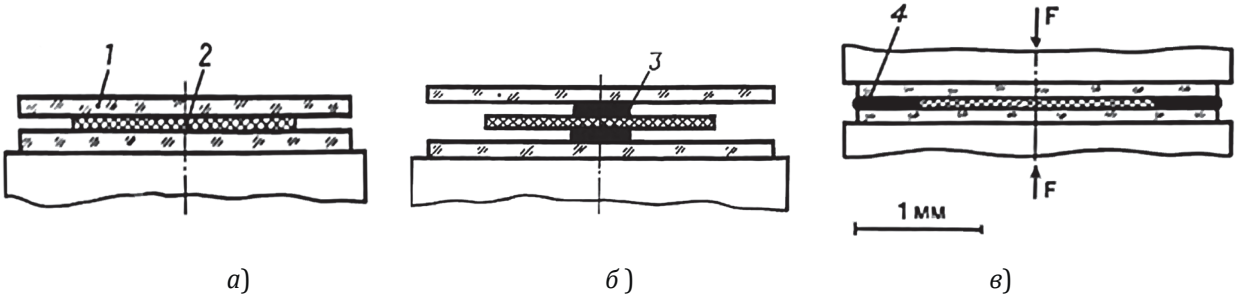


Рис. 1. *Формирование поляроида высокого давления: а) расположение деталей поляроида относительно друг друга:* 1 — *верхнее кварцевое стекло;* 2 — *поляроидная пленка;* 3 — *эпоксидный клей до опрессовки;* 4 — *застывший эпоксидный клей после опрессовки; F — направление усилия при опрессовке. б) расположение капель эпоксидного клея* 3 *между стеклами и поляроидной пленкой перед опрессовкой; в) вытеснение эпоксидного клея в кольцевую область* 4 *между стеклами, в результате приложения силы F.*

Для устранения контакта поляроидной пленки с рабочей жидкостью каждый диск помещали между двумя стеклами из оптического плавленого кварца. Сэндвич кварц — поляроидная пленка — кварц собирали на эпоксидном клее и опрессовывали. Использовали такое количество клея, чтобы при опрессовке вытесненный клей заполнил бы полностью полость воздушного кольца, которое образуется при сборке этого сэндвича без клея, и герметизировал поляроид (рис. 1). После высыхания клея фильтр извлекался из-под пресса и укреплялся на оправке, которая по плотной посадке надевалась на внешний диаметр каждого оптического ввода со стороны рабочего объема контейнера. Чтобы минимизировать деполяризующие свет помехи, которые могут создаваться оптическими деталями капсулы (рис. 2) и рабочей жидкостью при её кристаллизации, поляроиды (поляризатор и анализатор) необходимо расположить на минимальном расстоянии друг от друга. Оба поляроида 8 были установлены в рабочем объеме ячейки ВД в непосредственной близости от капсулы.

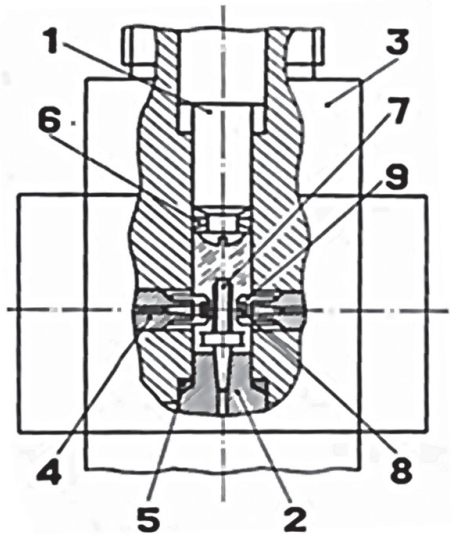


Рис. 2. *Рабочий объем контейнера ВД:* 1 — *поршень;* 2 — *обтюратор;* 3 — *корпус камеры ВД;* 4 — *оптические вводы;* 5 — *медные прокладки;* 6 — *сборное фторопластовое уплотнение;* 7 — *термостатируемая капсула для кристаллов;* 8 — *колпачки с вмонтированными в них поляроидами.*

Конструктивно поляроиды выполнены в виде колпачков 9, насаживаемых на посадочные места, сошлифованные для них на внутренних частях оптических вводов 4, находящихся в рабочем объеме ячейки ВД. При таком расположении поляроидов в оптической системе контейнера ВД материал окон оптических вводов 4 уже не может вносить искажений при кристаллооптических исследованиях в поляризованном свете.

1.2. Двойное капсулирование образца

Тонкие монокристаллы, на которых только и могут быть проведены исследования в сверхсильных полях, чувствительны к нарушению условия гидростатичности передачи давления рабочим веществом и могут быть повреждены и даже разрушены весьма малым изгибающим усилием. Для увеличения упругости кристаллических образцов и надежности их соединений с электродами и электрическими контактами они в подготовленном для измерений виде, снабженные электродами и токоведущими контактами, погружали несколько раз в раствор клея БФ-2 с этанолом (1:10). В результате этой процедуры образец оказывался закапсулированным многослойной тонкой пленкой клея БФ-2. Далее, кристалл устанавливался в капсулу — держатель кристалла (рис. 2, 3), чем осуществлялось вторичное капсулирование. Эту капсулу — кристаллодержатель укрепляли на обтюраторе контейнера, и она могла быть установлена в требуемое положение, в зависимости от ориентации кристалла в капсуле, поворотом вокруг вертикальной оси камеры и смещением вдоль этой оси. Капсула имеет полость, сообщающуюся с рабочим объемом камеры через неуплотненные соединения частей, составляющих капсулу. Через эти «щели» происходит перетекание рабочей жидкости, благодаря чему выравнивается давление внутри рабочего объема и в капсуле при изменении положения поршня. Сначала в капсулу устанавливаем образец, затем её по каплям заполняем рабочей жидкостью, после чего устанавливаем на обтюраторе, и после этого весь рабочий объем контейнера также заполняем рабочей жидкостью.

В изготовленном на первой стадии разработки методики действующий макет капсулы был выполнен из оргстекла. Этот материал не позволял увеличивать температуру выше 423 К при давлении 10 кбар, так как при этой температуре начинает заметно изменяться геометрия корпуса капсулы 1 в результате его расширения, и кристалл, закрепленный на этом корпусе смещается из поля зрения, ограниченного диаметром окна оптического ввода контейнера. Капсула, чертеж которой представлен на рисунке 3, выполнена полностью из плавленого кварца. Вследствие его низкой теплопроводности корпус капсулы изолирует её внутреннюю полость с образцом от рабочего объёма контейнера, следовательно, образец можно легко термостатировать.

Максимальное значение температуры, достигаемое в контейнере, ограничено точкой кипения рабочей жидкости ПЭС-5–673 К при атмосферном давлении. Температуру внутри капсулы регулируем с помощью нагревательного элемента 5 в виде спирали из нихрома, закрепленной на периферии полости капсулы рас-

тяжками 4, расположенными в отверстиях корпуса капсулы 1 (см. рис. 3). Через подобные же отверстия пропущены проводники 8 для подвода напряжения к нагревательному элементу 5 и электрические вводы 7, на которых при помощи проводящей пасты аквадаг закрепляем исследуемый кристалл.

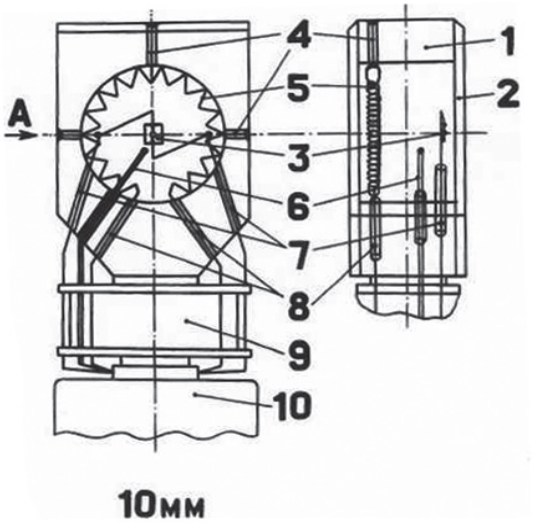


Рис. 3. *Капсула для кристаллов к контейнеру ВД:* 1 — *корпус капсулы;* 2 — *стекла из плавленого кварца;* 3 — *исследуемый кристаллический образец;* 4 — *растяжки из нихрома;* 5 — *нагреватель из нихрома;* 6 — *хромель-копелевая термопара;* 7, 8 — *электрические вводы;* 9 — *манганиновый датчик давления;* 10 — *обтюратор камеры ВД.*

Температуру в капсуле измеряем при помощи хромель-копелевой термопары 6, введенной в полость капсулы через отверстие в её корпусе. Все электрические вводы в рабочий объем контейнера осуществляются через обтюратор 10, на котором, кроме термостатируемой капсулы, установлен манганиновый датчик давления 9. На корпусе капсулы укрепляются стекла толщиной 0.4 мм из плавленого кварца, через которые ведутся оптические наблюдения. Эти стекла 2, расположенные между поляроидами, не изменяют состояние поляризации света, так как находятся под действием гидростатического давления.

1.3. Результаты испытаний

Общий вид контейнера ВД, в которую помещалась вышеописанная капсула представлен на рисунке 4. Найдено, что величина давления, при которой ухудшаются условия наблюдений из-за деполяризации поляризованного света, составляет 8 кбар. По достижению этого давления темное поле, создаваемое поляроидами в скрещенном положении, начинает просветляться за счёт оптической разности хода, вносимой отвердевающей рабочей жидкостью.

Возможность продолжения кристаллооптических исследований при более высоких давлениях находится в зависимости от величины разности фазовой оптической задержки, которую вносит исследуемый кристалл. При разности оптической задержки в 50 нм двух фазовых состояний исследуемого кристалла, эти состояния становятся, практически неразличимыми при давлении выше 9 кбар из-за паразитной оптической задержки, вносимой рабочей жидкостью. При разности оптической задержки в 150–200 нм оптические измерения могут быть проведены до 12 кбар.

2. Примеры фазовых диаграмм

2.1. Образцы и методика исследований

В качестве образцов нами были выбраны пластинчатые монокристаллы цирконата свинца (ЦС) — $PbZrO_3$, и гафната свинца (ГС) — $PbHfO_3$ толщиной 10 мкм, выращенные из систем $PbO\text{-}B_2O_3\text{-}PbZrO_3$ и $PbO-B_2O_3-PbHfO_3$. По атомной структуре низкотемпературные антисегнетоэлектрические (АСЭ) фазы имеют сходный дипольный мотив [2]. В обоих соединениях найдены три сегнетоэлектрические (СЭ) фазы: ромбическая и две ромбоэдрические. Пространственная симметрия этих фаз в ЦС: $Cm2m$, $R3m$ и $R3c$. Рентгено-дифракционное исследование СЭ фаз ГС не проводили, но установлена [5] их точечная симметрия: $mm2$ и $3m$ кристаллооптическими методами. Фазовые переходы фиксировались визуально поляризационно-оптическим методом по скачку величины двупреломления образцов. При этом помехи для исследования в поляризованном свете возникали лишь вследствие кристаллизации рабочей жидкости, ПЭС-5, при давлении выше 10 кбар.

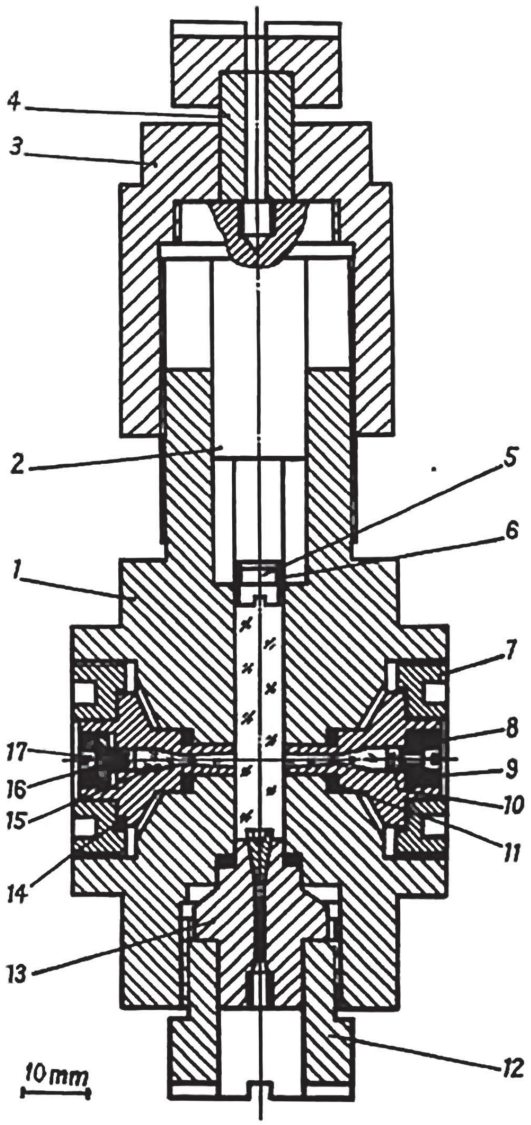


Рис. 4. *Контейнер высокого давления:* 1 — *корпус;* 2 — *поршень подвижный;* 3 — *гайка фиксирующая;* 4 — *шток съемный;* 5 — *корпус обтюратора;* 6 — *корпус окна;* 7 — *гайка прижимная;* 8 — *гайка;* 9 — *втулка прижимная;* 10 — *окно* (*сапфир*); 11 — *конус обтюратора;* 12 — *гайка;* 13 — *кольцо уплотнительное;* 14 — *окно* (*сапфир*); 15 — *прокладка;* 16 — *винт;* 17 — *уплотнение подвижного поршня.*

2.2. Результаты и обсуждение

Наблюдения фазовых переходов производили в изотермическом (рис. 5(а,б)) и в изобарическом режимах (рис. 5(в)). Точки 1 и 3 (см. рис. 5(а)) соответствуют появлению зародыша фаз при фазовых переходах $Pbam \to Cm2m$, $Cm2m \to R3m$ при возрастании поля и $Cm2m \to Pbam$ при его уменьшении. При получении этой фазовой (p, E) — диаграммы фазовый переход $Pbam \to Cm2m$ во всем пространстве под электродом происходил полностью, что позволило наблюдать следующий по полю переход и построить линию фазовых переходов $Cm2m \to R3m$. Что касается этой последней линии, экспериментальные точки на ней соответствуют появлению в ромбической фазе зародыша ромбоэдрической. Более высокое напряжение на образец не подавали во избежание электрического пробоя. Поэтому на рис. 5(а) отсутствуют точки, соответствующие обратному фазовому переходу $R3m \to Cm2m$.

Поскольку в наших экспериментах термодинамическими переменными являются температура, давление и напряженность электрического поля, молярный потенциал Гиббса $G_М$ имеет вид

$$G_М = U_М - TS_М + pV_М - EPV_М, \quad (1)$$

где $U_М$, $S_М$, $V_М$ — внутренняя энергия, энтропия и объем на один моль вещества, соответственно, а p, E и P — давление, напряженность электрического поля и диэлектрическая поляризация, соответственно.

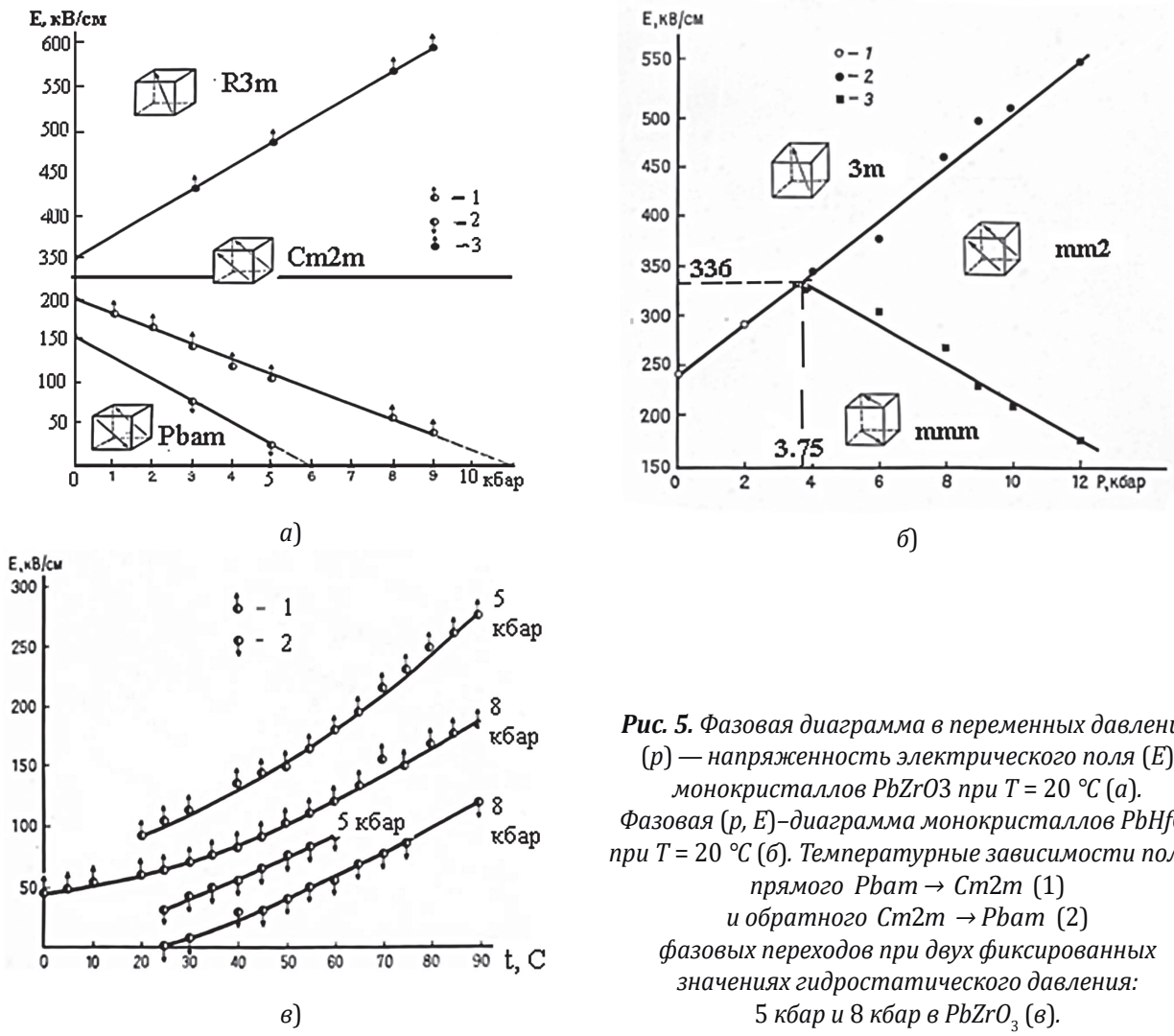


Рис. 5. *Фазовая диаграмма в переменных давление (p) — напряженность электрического поля (E) монокристаллов PbZrO3 при T = 20 °C (а). Фазовая (p, E)–диаграмма монокристаллов $PbHfO_3$ при T = 20 °C (б). Температурные зависимости полей прямого Pbam → Cm2m (1) и обратного Cm2m → Pbam (2) фазовых переходов при двух фиксированных значениях гидростатического давления: 5 кбар и 8 кбар в $PbZrO_3$ (в).*

В каждой точке линии равновесия двух каких-либо фаз 1 и 2 на плоскости давления — напряженность электрического поля может быть записано условие равновесия фаз в виде равенства их потенциалов Гиббса, а также их дифференциалов, взятых вдоль линии равновесия

$$dG_{\text{М}}^{(1)} = V_{\text{М}}^{(1)} \cdot dp - V_{\text{М}}^{(1)} \cdot P^{(1)} dE = dG_{\text{М}}^{(2)} = V_{\text{М}}^{(2)} dp - V_{M}^{(2)} P^{(2)} dE\,, \tag{2}$$

где верхние индексы (1) и (2) обозначают то, что соответствующая величина относится к фазе 1 либо к фазе 2, а dE — изменение напряженности поля фазового перехода при изменении гидростатического давления на величину dp. Поскольку поляризация $P^{(2)}$ превышает $P^{(1)}$ на сотни процентов, а $V_{\text{М}}^{(2)}$ отличается от $V_{\text{М}}^{(1)}$ на величину менее одного процента, можно записать

$$V_{\text{М}}^{(2)}(P^{(2)} - P^{(1)})dE \approx V_{\text{М}}^{(1)}(P^{(2)} - P^{(1)})dE \approx V_{\text{М}}(P^{(2)} - P^{(1)})\,, \tag{3}$$

где $V_{\text{М}}$ — величина молярного объёма, округленная до первого знака после запятой. Из этого вытекает очевидное, но до настоящего времени не применявшееся соотношение между наклоном линии фазового равновесия в плоскости $p - E$, скачком диэлектрической поляризации фаз $\Delta P = P^{(2)} - P^{(1)}$ и относительным изменением объема одного моля вещества или объема приходящегося на одну формульную единицу $\dfrac{\Delta V}{V}$

$$\frac{dE}{dp} \approx \frac{\Delta V}{V} \cdot \frac{1}{\Delta P}\,. \tag{4}$$

Представляет интерес применить (4) к полученным фазовым диаграммам. Для ромбических АСЭ фаз ЦС и СЭ фазы имеются данные об объемах элементарной ячейки, приведенной к одной формульной единице, и скачке диэлектрической поляризации при фазовом переходе. Согласно [2, 6] при комнатной температуре скачок диэлектрической поляризации в ЦС вдоль направления поля ΔP =12 мкКл/см^2, а скачок объема

$\Delta V = -(1.5\pm0.5)\cdot10^{-2}A^3<0$ при фазовом переходе $Pbam \rightarrow Cm2m$, индуцированном полем, направленным параллельно ребру приведенной перовскитовой ячейки. Принимая величину объема элементарной ячейки $V = 71$ Å^3 и, подставляя эти величины в уравнение (4), получаем $\frac{dE}{dp}$ =–1.7 кВ/см·кбар, тогда как экспериментальное значение (рис. 5) колеблется от –19 кВ/см·кбар для прямого фазового перехода $Pbam \rightarrow Cm2m$, до –25 кВ/см·кбар для обратного перехода $Cm2m \rightarrow Pbam$, что более, чем на порядок превышает рассчитанную величину. Знак величины dE/dp получается верный.

Расхождение в величине может быть объяснено тем, что ΔV и ΔP измерены при атмосферном давлении и, следовательно, рассчитанная с их использованием величина dE/dP, строго говоря, относится к давлениям порядка нескольких атмосфер. Если наше предположение верно, величина наклона рассматриваемой линии фазовых переходов должна уменьшаться в области малых давлений. Как видно из рис. 5(а), экстраполяция величины давления рассматриваемого фазового перехода к величине поля, равной нулю, даёт p = 11 кбар. Отметим, что не обязательно при этом давлении фазовый переход $Pbam \rightarrow Cm2m$ произойдет в отсутствие поля. Гистерезис рассматриваемого фазового перехода увеличивается примерно вдвое при повышении давления от атмосферного до 6 кбар.

При давлениях, превышающих 6 кбар, фаза $Cm2m$ после снятия поля остается в метастабильном состоянии и исчезает лишь после прогрева кристалла. Для второго фазового перехода $Cm2m \rightarrow R3m$ характерно возрастание величины поля фазового перехода при увеличении давления со скоростью приблизительно в 26.5 кВ/см·кбар. Мы не располагаем структурными данными для фазы $R3m$ в чистом ЦС. Воспользуемся данными Савагучи [7] для твердого раствора $PbZr_{0.97}Ti_{0.03}O_3$. В согласии с [7], при фазовом переходе из АСЭ в СЭ ромбоэдрическую фазу в отсутствие электрического поля и при атмосферном давлении величина относительного изменения объема элементарной ячейки составляет $\frac{\Delta V}{V}$ =7.5·10^{-3}>0. Скачок поляризации по нашим данным составляет ~30 мкКл·см^2. Подставляя эти величины в (1) получаем dE/dp =25 кВ/см·кбар, практически совпадающее с измеренным. Возрастание разницы между величинами полей двух рассмотренных фазовых переходов с ростом давления указывает на то, что при этом трехфазная точка δ ($Pbam$, $Cm2m$ и $R3m$) смещается [1] в область высоких температур.

В кристаллах ГС одновременное приложение давления и электрического поля приводит (рис. 5(б)) к появлению ромбической СЭ фазы, по-видимому, подобной фазе $Cm2m$ в ЦС. Фазовый переход в эту фазу из исходной АСЭ фазы ГС происходит по линии с наклоном около –20 кВ/см·кбар, что в пределах разброса экспериментальных точек совпадает с наклоном линии $Pbam \rightarrow Cm2m$ (–19 кВ/см·кбар) в ЦС. Вторая линия фазовых переходов справа от трехфазной точки (см. рис. 5(б)) из АСЭ ромбической фазы в СЭ ромбоэдрическую фазу имеет наклон –26.5 кВ/см·кбар (см. рис. 5(а)), совпадающий с dE/dp фазового перехода $Cm2m \rightarrow R3m$ в ЦС.

Эти совпадения являются косвенным подтверждением правильности нашего предположения о том, что СЭ состояния, которые индуцируются в ГС, подобны соответствующим состояниям в ЦС. Если это предположение верно, то соотношение между обеими фазовыми (p,E)–диаграмм таково, что качественно фазовую диаграмму $PbZrO_3$ можно получить из (p,E)–диаграммы $PbHfO_3$ переносом оси ординат на последней на 6–7 кбар вправо, по оси абсцисс. Разработанный контейнер нашёл применение и при исследованиях фазовых (E, T)–диаграмм (см.рис. 5(в)) при высоких гидростатических давлениях.

Список литературы

1. *Фесенко О. Е., Колесова Р. В., Синдеев Ю. Г.* Структурные фазовые переходы в цирконате свинца в сверхсильном электрическом поле // Физика твердого тела. 1979. Т. 21. № 4. С. 1152–1157.
2. *Фесенко О. Е.* Фазовые переходы в сегнето- и антисегнетоэлектрических кристаллах в сверхсильных электрических полях. Изд-во Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону, 1984. 144 с.
3. *Серебренников В. Л., Александрова И. П.* Комплексные исследования фазовых переходов под давлением. Институт физики им. Л.В. Киренского СО АН СССР, препринт ИФСО-98Ф, Красноярск, 1979. 77 с.
4. *Александрова И. П., Шабанов В. Ф., Москалев А. К., Серебренников В. Л., Федотов А. П.* Структурные фазовые переходы в кристаллах при воздействии высокого давления / под ред. Александрова К. С. Новосибирск, изд-во «Наука». 1982. 144 с.
5. *Fesenko, O.E., Balyunis, L.E.* The temperature-electric field phase diagram of lead hafnate // Ferroelectrics. 1980. Vol. 29. № 1–2. P. 95–97.
6. *Шаталова Г.Е., Фесенко Е.Г.* Рентгеновское исследование фазового перехода в $PbZrO_3$ // Кристаллография 1976. Т. 21. С. 1207–1210.
7. *Sawaguchi, E.* Ferroelectricity versus antiferroelectricity in the solid solutions of PbZrO3 and $PbTiO_3$ // J. Phys. Soc. Japan. 1953. Vol. 8. P. 615–629.

Поступила 18 февраля 2019.

HIGH-PRESSURE CONTAINER FOR THE RESEARCH OF PHASE TRANSITIONS OF FERROELECTRICS UNDER VARIABLE HYDROSTATIC PRESSURE, ELECTRIC FIELD STRENGTH AND TEMPERATURE

I.N. LEONTIEV, A.E. PANICH, V.G. SMOTRAKOV, AND O.E. FESENKO

doi: 10.25210/jfop-1901-022029

A container intended for the crystal optical investigations of phase transitions in dielectric single crystals exposed simultaneously to hydrostatic pressures up to 12 kbar and electric fields to 1 MV/cm was designed and tested. The container's benefits over other analogue devices are as follows: i) the presence of purposely fabricated polaroids inside the working volume of the container in order to prevent the violation of the light beam polarization state by the optical irregularities of inputs; ii) the use of a capsulated thin film specimen for avoiding its cracking. As established, when the optical delay difference of two phase states of a crystal achieves 50 nm, these become undistinguishable at pressures above 9 kbar because of parasitic optical delay brought by a solidified working liquid. In this respect, the crystal optical measurements were made under pressures to 12 kbar at the optical delay difference of two phase states on the order of 102 nm. Thus, the ability to obtain the new-type hydrostatic pressure — electric field strength phase diagrams was shown by the examples of $PbZrO_3$ and $PbHfO_3$ antiferroelectrics. The design elements of the container have shown.

The container was first used to obtain the new information about the phase states of ferroactive materials in such parameters as the electric field E and the hydrostatic pressure p. Phase diagrams (*p*, *E*) of antiferroelectric $PbZrO_3$ and $PbHfO_3$ single crystals, as well as the temperature dependences of the direct *Pbam–Cm2m* and the reverse *Cm2m–Pbam* phase transitions fields at fixed hydrostatic pressures: 5 and 8 kbar for these single crystals have been constructed and shown.

It has been shown, that in PbHfO3 crystals the simultaneous application of pressure and electric field leads to the appearance of the orthorhombic ferroelectric phase, apparently, similar to the phase of $PbZrO_3$. The phase transition to this phase from the initial antiferroelectric phase of PbHfO3 occurs along a line with a slope of about –20 kV/cm·kbar, which is close to the slope of the corresponding line (–19 kV/cm·kbar) of $PbZrO_3$. The second line of phase transitions to the right side of the triple point has a slope of –26.5 kV/cm·kbar coinciding with the value of the slope of phase transition line *Cm2m-R3m* of $PbZrO_3$. These coincidences are an indirect confirmation of the correctness of our assumption that the ferroelectric states that are induced in PbHfO3 are similar to the corresponding states of $PbZrO_3$. If this assumption is true, then the relationship between the two phase diagrams is such that qualitatively the phase diagram of $PbHfO_3$ can be obtained from the diagram of $PbZrO_3$ by displacement of its ordinate axis to at least 6–7 kbar to the right side along the abscissa axis. The developed container has also been used in studies of phase diagrams (*E*, *T*) at high hydrostatic pressures.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

УДК 546.562

ОТЕЧЕСТВЕННЫЕ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ДАТЧИКОВ МЕХАНИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

© Автор, 2019

doi: 10.25210/jfop-1901-030035

Панич А. Е. — д.т.н., проф., директор Института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону. E-mail: aepanich@yandex.ru

Аннотация

В настоящее время существует широкая номенклатура пьезокерамических материалов (ПКМ), что позволяет создавать различные пьезоэлектрические устройства, среди которых важное значение для нужд промышленности имеют пьезодатчики механических величин (ПДМВ), которые служат для измерения вибрационного и ударного ускорений, динамического давления и силы и используют явление прямого пьезоэлектрического эффекта. Несмотря на постоянное совершенствование ПДМВ, их метрологические и эксплуатационные характеристики не всегда удовлетворяют все возрастающим техническим требованиям из-за отсутствия материалов с соответствующими электрофизическими параметрами, поэтому необходим выбор ПКМ с наиболее оптимальными электрофизическими и механическими характеристиками. Приведены параметры отечественных ПКМ, которые могут применяться при создании ПДМВ для диагностики сложных технических и технологических систем. Выбраны оптимальные критерии оценки сравнением свойств известных ПКМ для обеспечения заданных технических характеристик ПДМВ. Оценены возможности существующих ПКМ, включая новейшие разработки, и даны рекомендации по использованию различных ПКМ применительно к условиям эксплуатации ПДМВ. Сформулированы актуальные направления дальнейшего совершенствования ПКМ, которые базируются на создании новых низкотемпературных технологий синтеза ультрадисперсных порошков фаз системы ЦТС и низкотемпературных технологий изготовления на их основе керамических ПКМ с технологически регулируемой микроструктурой. Такой подход позволяет изменить алгоритм создания новых видов ПДМВ, в которых определяющую роль играют эксплуатационные параметры пьезопреобразователя с необходимым набором электрофизических параметров и их стабильностью к воздействию внешних факторов.

Ключевые слова: *пьезокерамические материалы, пьезоэлектрические датчики механических величин, прямой пьезоэффект, пьезомодуль, пьезоэлектрические коэффициенты, диэлектрическая проницаемость, стабильность параметров, низкотемпературные технологии синтеза*

Abstract

Currently, there is a wide range of piezoceramic materials (PCM), which allows you to create various piezoceramic devices, among which mechanical quantities piezoelectric sensors (MQPS) for measuring vibration and shock accelerations, dynamic pressure and force are important for the industry needs. Their functioning is based on the use of the phenomenon of direct piezoelectric effect. Despite the continuous improvement of the MQPS, their metrological and operational characteristics do not always meet the technical requirements for their successful functioning due to the lack of PCM with suitable electrophysical parameters, therefore a choice of PCM with the most optimal electrophysical and mechanical parameters is necessary. The parameters of domestic PCM that can be used to create MQPS to diagnose complex technical and technological systems are given. The optimal evaluation criteria were selected by comparing the properties of known PCMs to ensure the specified MQPS characteristics. Comparative capabilities of existing PCMs, including the latest developments, are assessed, and recommendations are given on the use of various PCMs in relation to the operating conditions of a MQPS. Actual directions for further improvement of PCM are formulated, which are based on the creation of new low-temperature technologies for the synthesis of ultrafine powders of the PTS system phases and low-temperature technologies for manufacturing PCM based on them with a technologically regulated microstructure. This approach allows you to change the algorithm for creating new types of MQPS, in which the decisive role is played by the operating parameters of the piezoelectric transducer with the required set of electrophysical parameters and their stability to the effects of external factors.

Keywords: *piezoceramic materials, mechanical quantity piezoelectric sensors, direct piezoeffect, piezomodulus, piezoelectric coefficients, dielectric permittivity, parameters stability, low-temperature technologies for manufacturing*

Введение

Согласно аналитическим данным фирмы Technavia мировой рынок «интеллектуальных» пьезоэлектрических материалов в настоящее время интенсивно развивается и к 2020 году достигнет 42 млрд. долл. [1]. Наиболее востребованными для серийного производства инновационных пьезоэлектрических устройств являются пьезокерамические материалы (ПКМ), на базе которых создаются электромеханические преобразователи для измерения механических величин при разработке, испытании и эксплуатации сложных технических и технологических систем в машиностроении, энергетике, военной, авиакосмической, транс-

портной, нефтегазовой, строительной и медицинской промышленности. Такие электромеханические преобразователи обеспечивают информацию о контролируемом объекте в составе пьезоэлектрических датчиков механических величин (ПДМВ) генераторного типа.

Конструированию и производству ПДМВ на протяжении нескольких последних десятилетий уделяется большое внимание, что связано с увеличением производства современной техники, развитием новых перспективных технических и технологических систем, а также с появлением для их создания новых пьезокерамических материалов (ПКМ) с высокими электрофизическими характеристиками. На контролируемом объекте пьезоэлектрические датчики часто работают в сложных условиях, подвергаясь температурным, механическим и иным неблагоприятным воздействиям. В этой связи, для обеспечения безотказной работы самой измерительной системы и контролируемого объекта, к надежности и стабильности метрологических и эксплуатационных характеристик датчиков предъявляются особые требования. Тем не менее, несмотря на постоянное совершенствование ПДМВ, их характеристики далеко не всегда удовлетворяют постоянно растущим требованиям [2]. Как показала практика, предельно достижимые технические характеристики ПДМВ, главным образом, ограничены электрофизическими параметрами пьезоматериалов, используемых для их создания.

В настоящее время в мире существует широкая номенклатура ПКМ. В этой связи выбор материалов с оптимальными параметрами при конструировании ПДМВ является одной из актуальных задач пьезоэлектрического приборостроения, решению которой и посвящено настоящее сообщение. Необходимо уточнить, что в данной статье будут рассматриваться материалы только отечественного производства.

Параметры выбора пьезокерамических материалов

Основные параметры ПКМ, в наибольшей степени определяющие исходные характеристики рассматриваемых датчиков, следующие:

- пьезомодули d_{ij}, непосредственно влияющие на значение коэффициента преобразования по заряду;
- относительная диэлектрическая проницаемость ε_{ij}, а отношение d_{ij}/ε_{ij} непосредственно влияет на значение генерируемого напряжения;
- пьезоэлектрические коэффициенты $g_{ij} = d_{ij}/\varepsilon_{ij}\ \varepsilon_0$, где ε_0 =8.84·10^{-12} Ф·м$^{-1}$ — диэлектрическая проницаемость вакуума, которая определяется как напряженность электрического поля между электродами пьезоэлектрического элемента при разомкнутой цепи, вызванная воздействующей силой;
- температура фазового перехода (точка Кюри, T_C), от значения которой зависит предельно допустимая рабочая температура ПКМ, обычно лежащая в пределах 50...80 % от величины T_C;
- показатель эффективности $G_T = g_{33}T_C$, который полезно использовать при сравнительной оценке ПКМ и который учитывает роль значений пьезомодуля d_{33} и диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}\varepsilon_0$ в формировании выходного сигнала преобразователя, а также предельную рабочую температуру датчика, исходя из существования сегнетопьезоэлектрических свойств рассматриваемого состава ПКМ [3,4].

Для большинства ПКМ системы цирконата-титаната свинца (1–x)$PbZrO_{3-x}PbTiO_3$ (ЦТС или PZT) значения сдвигового, продольного и поперечного пьезомодулей связаны следующим образом: $(0.63-0.77)d_{15} \approx d_{33} \approx -2d_{31}$. Высокотемпературные составы на основе титаната висмута $Bi_4Ti_3O_{12}$ (ТВ или BT), модифицированного оксидами натрия или ниобия, характеризуются на порядок меньшими значениями пьезомодуля d_{31} по сравнению с d_{33}. При измерении механических величин предельно малого уровня, первостепенную роль играет порог чувствительности пьезоэлектрического датчика, определяемый отношением заряда или напряжения, приведенного к входу согласующего усилителя. Принимая во внимание энергетический характер возникающих шумов, при выборе ПКМ для таких датчиков целесообразно принимать во внимание предлагаемый здесь энергетический показатель ПКМ $K_W = d_{33}^2/\varepsilon_{33}$, характеризующий относительную энергию пьезоэлектрического элемента электромеханического преобразователя ПДМВ. Значения таких параметров ПКМ, как модуль упругости, влияющий на частоту резонанса преобразователя, механическая прочность и ряд других не очень значительно зависят от состава ПКМ.

Анализ основных электрофизических параметров отечественных ПКМ, важных для изготовления ПДМВ различного назначения [3-8], позволяет (табл. 1) сделать однозначный вывод, согласно которому повышение их предельной рабочей температуры неизбежно связано [3, 4] со снижением пьезоактивности и диэлектрической проницаемости. На стабильность метрологических характеристик ПДМВ наиболее существенное влияние оказывают изменения рассматриваемых параметров при воздействии внешних факторов: температуры, давления, проникающих излучений и других. Разработки ПКМ на основе твердых растворов системы ЦТС, расположенных вблизи морфотропной области на фазовой диаграмме этой системы, позволили получить составы с высокими значениями пьезомодуля d_{33} и коэффициента электромеханической связи K_p в широких диапазонах температур. Дальнейшее развитие материалов системы ЦТС связано

с их модификацией оксидами различных металлов, а затем созданием многокомпонентных систем твердых растворов на основе составов ЦТС или включающих её определенные составы.

В последнее время ведется поиск других систем ПКМ, например, на основе твердых растворов высокотемпературных Bi-содержащих соединений $BiB^{3+}O_3$ — $PbTiO_3$, где B^{3+} = Fe, Sc, In, которые имеют довольно высокие пьезоэлектрические свойства и температуру точки Кюри $T_C = 400...500$ °C. Бессвинцовые ПКМ, разработанные с целью замены токсичных соединений свинца, по своим основным пьезоэлектрическим свойствам ещё заметно уступают [7] свинецсодержащим материалам.

Ориентируясь на максимальные значения параметров ПКМ (см. табл. 1), можно выделить следующие ПКМ, как особо перспективные:

- ЦТСтБС-1, ЦТС-ЦНН, ЦЛС-49/80, ПКР-7М и ЦТС-ЦННФ с пьезомодулем d_{33} =700...750 пКл/Н;
- ЦТС-36, ПКР-1 и ЦТС-19П с пьезоэлектрическим коэффициентом g_{33} = 39.8...46 В·м/Н;
- НТВ-2, ТНВ-1, ТНВ-2 и ПКР-61 с температурой точки Кюри T_C = 650...200 °C (923...473 К);
- ЦТС-36, ПКР-1, НТВ-2, ЦТС-19П и ПКР-61, отличающиеся высоким значением показателя G_T = (14.33...38.6)10^3 В·м·°/Н;
- ЦТС-36, ПКР-1, ЦТС-19П, ЦТС-ЦНН, ЦЛС-49/80 и ЦТС-ЦННФ со значением показателя K_w от 106 до 136 пКл^2/Н^2.

Таблица 1. *Основные параметры отечественных пьезокерамических материалов*

Материал	Пьезомодуль d_{33}, пКл/Н	Относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_{33} = \varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$	Пьезокоэффициент $g_{33} = d_{33}/\varepsilon_{33}\varepsilon_0$, В·м/Н	Температура точки Кюри T_C, °C	Показатель $G_T = g_{33} \cdot T_C$, 10^{-3} В·°C/Н	Показатель $K_W = d_{33}^2/e_{33}$, пКл^2/Н^2
ЦТС-21	100	500	22.6	400	9.04	20.0
ЦТС-45	320	1650	21.9	350	7.67	62.0
ЦТС-19	300	1600	21.2	290	6.15	56.0
ЦТС-19М	410	1850	25.1	300	7.53	91.0
ЦТС-26	330	1750	21.4	350	7.49	62.0
ЦТСНВ-1	425	2325	20.1	240	4.82	78.0
ЦТСтБС-1	600	4100	16.6	170	2.81	88.0
ЦТС-36, ПКР-1	300	850	39.8	360	14.33	106.0
ПКР-7	528	3300	18.1	220	3.98	84.0
ПКР-7М	718	4760	17.1	175	2.99	110.0
ПКР-61	10	35	32.2	1200	38.6	2.9
ТНВ-1*	10	110	10.3	930	9.6	0.9
ТНВ-2*	14	140	11.3	930	10.5	1.4
НТВ-2*	27	140	21.8	660	14.39	5.0
ЦТС-Б*	150	800	21.2	360	7.64	28.0
ЦТС-19П*	290	700	46.0	290	17.13	120.0
ЦТС-83Г*	270	1300	23.5	360	8.46	56.0
ЦТС-19М1*	425	1900	25.7	320	8.22	95.0
ЦБС*	450	2200	23.1	190	4.39	92.0
ЦТС-ЦНН*	650	3650	20.1	235	4.7	116.0
ЦЛС-49/80*	700	3600	22.0	230	5.06	135.0
ЦТС-ЦННФ*	750	4200	20.2	180	3.64	134.0

Примечание: «*» — разработка НКТБ «Пьезоприбор» Южного федерального университета, Ростов-на-Дону

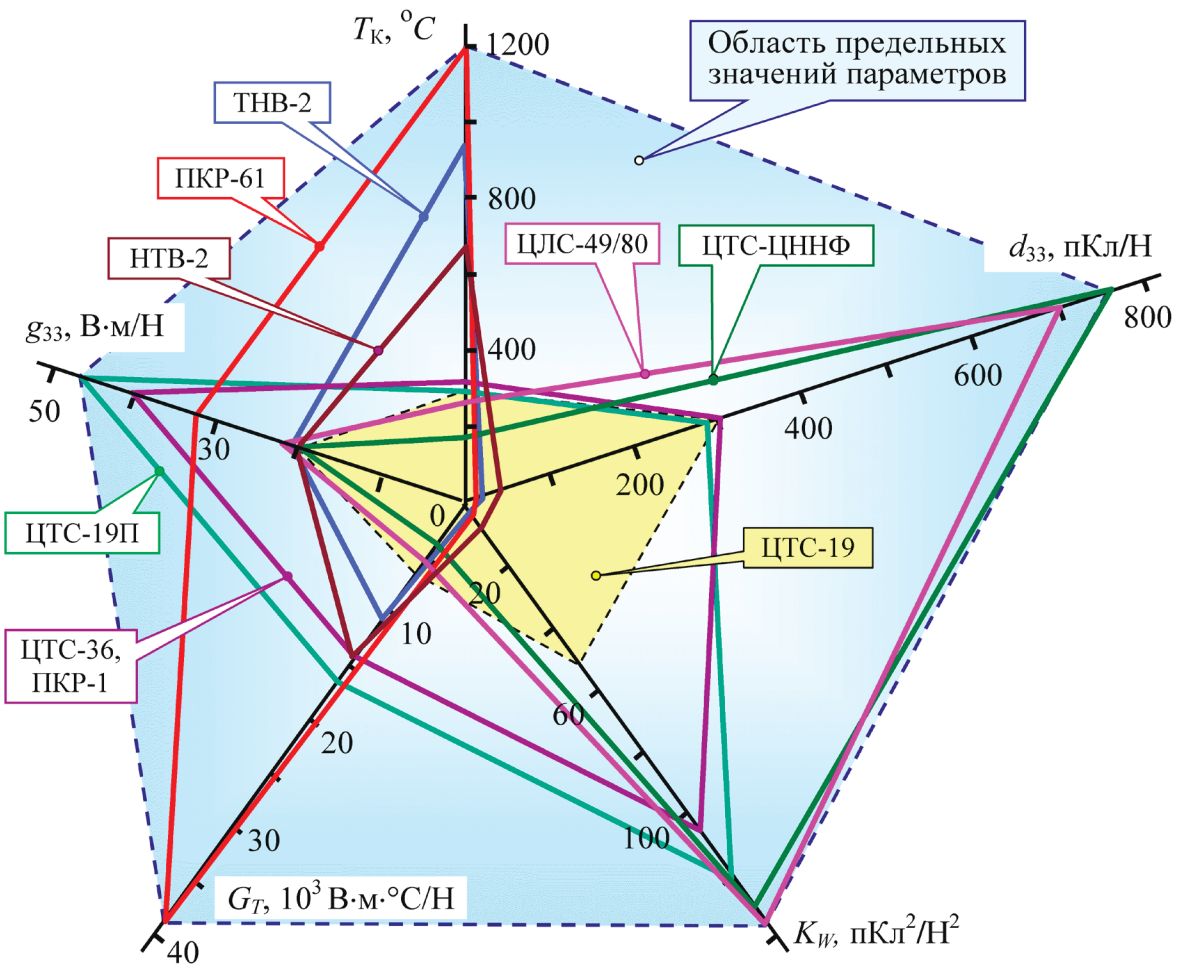


Рис. 1. *Сравнение параметров d_{33}, g_{33}, G_T и K_W различных существующих ПКМ: в центре искаженной пирамиды желтым цветом выделена область параметров ЦТС-19, голубым цветом, ограниченным синими пунктирами – область предельных параметров ПКМ.*

Наиболее высокие значения рассматриваемых параметров, по сравнению с широко известным материалом ЦТС-19 на диаграмме (рис. 1), наглядно показывают возможности отечественных ПКМ. Ни один из существующих ПКМ по совокупности основных характеристик не охватывает всю область предельных значений отдельных параметров, присущих им. Следовательно, при выборе ПКМ недостаточно руководствоваться только приведенными на диаграмме предельными параметрами без учета конкретных требований к задачам измерения и условиям эксплуатации ПДМВ. При этом важную роль могут играть стабильность основных характеристик ПКМ к внешним воздействиям, например, температуре, механическим нагрузкам, проникающему излучению и иным факторам.

Рекомендации по выбору пьезокерамических материалов

Подходом к выбору ПКМ может служить их отбор и группировка (табл. 2) только с учетом возможности получения высокого значения коэффициента преобразования ПДМВ по заряду или напряжению, а также максимальной рабочей температуры T_{max}. Для удобства сравнения технических характеристик независимо от конструкции ПДМВ с использованием различных ПКМ, коэффициенты преобразования по заряду $K_з$ и напряжению $K_н$ нормированы на значения $K_{з\text{-}19}$ и $K_{н\text{-}19}$, соответствующие ЦТС-19 [3, 4].

При работе в диапазоне высоких температур не практикуется регистрация напряжения на выходе ВИП, что связано со значительным возрастанием электропроводности ПКМ при этих температурах. Следует заметить, что независимо от ПКМ, относительное температурное изменение коэффициента преобразования ПДМВ по напряжению без использования специальных способов термокомпенсации может в несколько раз превышать коэффициент преобразования по заряду, что непосредственно связано с более интенсивным температурным изменением диэлектрической проницаемости, по сравнению с пьезомодулем [10].

Таблица 2. *Рекомендуемые ПКМ для использованиями в ПДМВ с различными температурными условиями эксплуатации*

Температурные условия эксплуатации ПДМВ	Тип электрического сигнала на выходе ПДМВ					
	Заряд			Напряжение		
	ПКМ	T_{max},°C	$K_з/K_{з\text{-}19}$	ПКМ	T_{max},°C	$K_н/K_{н\text{-}19}$
Нормальные температуры: до 70...100 °C	ЦТС-ЦННФ ПКР-7М	100 70	2.5 2.4	ЦТС-19П ЦТС-19М1 ЦТС-19М ЦТС-19	150 180 150 160	2.2 1.2 1.2 1.0
Средние температуры: до 110...160 °C	ЦЛС-49/80 ПКР-7 ЦТС-19М ЦТС-19	120 110 150 160	2.3 1.8 1.4 1.0			
Повышенные температуры: до 200...280 °C	ЦТС-45 ЦТС-36 ПКР-1 ЦТС-83Г	250 260 200 280	1.1 1.0 1.0 0.9	ЦТС-36 ЦТС-21 ЦТС-26 ЦТС-Б	260 280 250 280	1.9 1.1 1.1 1.0
Высокие температуры: до 400...800 °C	НТВ-2 ТНВ-2 ПКР-61 ТНВ-1	400 600 800 700	0.09 0.05 0.03 0.03	—		

Минимальные значения пороговой чувствительности ПДМВ, работающих в диапазоне средних температур, могут быть достигнуты при использовании следующих ПКМ:

- ЦТС-49/80 и ЦТС-ЦННФ с максимальными значениями показателя K_W и пьезомодуля d_{33} — при регистрации электрического заряда на выходе датчика;
- ЦТС-19П, ЦТС-36 и ПКР-1, имеющие достаточно высокий показатель K_W при максимальных значениях пьезокоэффициентов g_{33} — при регистрации электрического напряжения.

Заключение

Использование положительных результатов работ, постоянно ведущихся в области совершенствования ПКМ и технологии их производства [7-9, 11], безусловно, способствует улучшению метрологических и эксплуатационных характеристик ПДМВ. Это, в первую очередь, относится к повышению стабильности их коэффициента преобразования, расширению динамического и температурного рабочих диапазонов. Вместе с тем существуют реальные основания создания ПКМ, составы которых по совокупности электрофизических и механических параметров будут соответствовать требуемым характеристикам ПДМВ. Для этого необходимо перейти на новую, низкотемпературную технологию синтеза ультрадисперсных порошков фаз системы ЦТС и изготовления на их основе керамических и композиционных ПКМ с регулируемой микроструктурой и пониженной температурой спекания.

Такие технологии позволят улучшить воспроизводимость основных свойств ПКМ при их серийном выпуске, повысить стабильность параметров к воздействию внешних влияющих факторов, обеспечить возможность варьирования электрофизическими и механическими параметрами базового состава, в зависимости от предъявляемых к ПДМВ требований. Это позволит также снизить токсичность свинецсодержащих сегнетофаз за счёт существенного снижения температур и скорости их синтеза и спекания.

Список литературы

1. *Макушин М. В.* Прогноз развития мирового рынка «интеллектуальных» пьезоэлектрических материалов. Экспресс-информация по зарубежной электронной технике. Изд-во ЦНИИ «Электроника»: М. Вып. 17 (6605) 5.05.2016. С. 3–5.
2. *Янчич В. В.,* Янчич Вл.В. Преобразователи пьезоэлектрических датчиков механических величин (конструкции и пути развития). LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken, Deutschland, 2013. 138 с.
3. *Гориш А. В., Панич А. Е., Свирская С. Н., Янчич В. В.* Перспективы развития пьезоэлектрических датчиков механических величин для РКТ *и дру*гих областей // Сб. тр. науч.-техн. конф. «Информационно-измерительная техника». М.: РУНД, 2014. С. 282–293.
4. *Янчич Вл.В.,* Панич А. Е., Свирская С. Н. Критерии выбора пьезокерамических материалов для датчиков механических величин // Сб. тр. II Междунар. молодежной научной конф. «Актуальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения». Т. 1. Ростов на Дону: Изд-во ЮФУ, 2015. С. 156–164.
5. *Богуш М. В.* Пьезоэлектрические датчики для экстремальных условий эксплуатации // Пьезоэлектрическое приборостроение. 2006. Т. 3. Ростов н/Д: Изд-во СКНЦ ВШ, 2006. 346 с.

6. *Шарапов В. М., Мусиенко М. П., Шарапова Е. В.* Пьезоэлектрические датчики / под ред. В. М. Шарапова. М.: Техносфера, 2006. 632 с.
7. *Гориш А. В., Дудкевич В. П., Куприянов М. Ф. и др.* Пьезоэлектрическое приборостроение / под ред. А. В. Гориша. Т. 1. Физика сегнетоэлектрической керамики. М.: ИПРЖР, 1999. 368 с.
8. *Панич А. А.* Создание новых пьезоэлектрических материалов и приборов на их основе: дис. докт. техн. наук. М.: МИРЭА, 2013. 368 с.
9. *Поплавко Ю. М., Переверзева Л. П., Раевский И. П.* Физика активных диэлектриков. Ростов на Дону: Изд-во ЮФУ, 2009. 480 с.
10. *Янчич В. В., Панич А. Е.* Управление характеристиками пьезоэлектрических датчиков с интегрированными многофункциональными преобразователями // Матер. V Междунар. конф. «Геоинформационные технологии и космический мониторинг». Ростов на Дону: Изд-во ЮФУ, 2012. С. 329–334.
11. *Нестеров А. А., Панич А. А.* Монография. Современные проблемы материаловедения керамических пьезоэлектрических материалов // Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 8. Ростов на Дону: Изд-во ЮФУ, 2010. 225 с.

Поступила 18 февраля 2019.

DOMESTIC PIEZOCERAMIC MATERIALS FOR THE MECHANICAL QUANTITY PIEZOELECTRIC SENSORS

A.E. PANICH

doi: 10.25210/jfop-1901-030035

In the process of developing, testing and operating complex technical and technological systems in mechanical engineering, power engineering, aerospace, transport, oil and medical industries, it is necessary to measure various mechanical quantities. For this, commonly used the mechanical quantity piezoelectric sensors (MQPS) of the generator type, whose functioning is based on the phenomenon of direct piezoelectric effect. As practice has shown, despite the continuous new MQPS improvement, their metrological and operational technical characteristics are limited mainly by the electrophysical parameters of the piezoceramic materials (PCM) used in them, the wide palette of which is described in the article, including domestic ones.

The basic piezoelectric, dielectric, temperature, and complex PCM parameters are given, among which are the piezomodules d_{ij} (it directly affect the charge coefficient value); the relative dielectric constant ε_{ij}, their ratio $d_{ij} / \varepsilon_{ij}$, directly affecting the generated voltage value; piezoelectric coefficient g_{ij}, phase transition temperature, T_C is the Curie point, which determines the permissible operating temperature of the control panel, efficiency index $G_T = g_{33} T_C$, which takes into account the role of the piezomodulus, the dielectric constant in the formation of the output signal of the transducer, as well as the limiting operating temperature; the energy index $K_W = d_{33}^2 / \varepsilon_{33}$, characterizing the relative energy of the piezoelectric element of the electromechanical transducer and others, to the greatest extent, defining characteristics and parameters of the considered MQPS. From a comparison of the domestic and foreign PCM parameters show approximately the same level, which makes it possible to focus on domestic PCM without the degradation of their technical performance characteristics in the development and production of a MQPS. Nevertheless, the analysis of the averaged characteristics of domestic PCM makes it possible to make an unequivocal conclusion that increasing their maximum operating temperature inevitably leads to a decrease in piezoactivity and dielectric constant, especially during exposure to external factors: temperature, pressure, penetrating radiation and others, especially under operating conditions MQPS.

Highlighted the most promising PCM and recommended PCM groups with suitable parameter sets at different temperature ranges of the modern operation MQPS. Among them materials with piezomodulus d_{33}=700...750 pCoul/N or a piezoelectric coefficient g_{33} = 39.8...46 Vm/N or with a Curie temperature T_C = 923...473 K and either a high value of the index G_T=(14.33...38.6)·10^3 or a value of the index K_w from 106 to 136 $pCoul^2/N^2$ are the most suitable.

Further improvement of the properties and parameters of known and new PCM for them is associated with the possibilities of modifying the known systems of solid solutions and the creation of multicomponent systems of solid solutions of the PZT type system or with the participation of its compositions. High hopes in the production of new PCM are associated with the creation of new low-temperature efficient technologies for the synthesis of ultrafine powders of the various composition phases with a technologically adjustable microstructure.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

УДК 53.043, 537.86.029

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ СОСТАВНЫХ ПРИБОРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

© Авторы, 2019
doi: 10.25210/jfop-1901-036041

Малыхин А. Ю.— м.н.с. института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону. E-mail: malyhin@sfedu.ru

Панич А. А.— д.т.н, проф., директор — главный конструктор конструкторского бюро, Южный федеральный университет. E-mail: piezo@sfedu.ru

Панич А. Е.— д.т.н, проф., директор института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет. E-mail: aepanich@yandex.ru

Радченко Г. С.— к.ф.-м.н, доцент, программист института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет. E-mail: grig1980@mail.ru

Скрылёв А. В.— м.н.с. института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет. E-mail: skrylyov@sfedu.ru

Аннотация

Анализируются концентрационные зависимости магнитоэлектрической восприимчивости композитного магнитострикционного пьезотрансформатора в высокочастотном режиме. Впервые прогнозируется существование серии концентрационных резонансов на дискретных высоких частотах. Делается вывод о целесообразности использования подобных приборов в качестве маломощных преобразователей ток-напряжение.

Ключевые слова: *пьезокерамика, датчик, магнитоэлектрический резонанс, магнитоэлетрический датчик, резонансная система*

Abstract

The article analyzes the concentration dependences of the magnetoelectric susceptibility of a composite magnetostrictive piezotransformer in the high-frequency mode. For the first time, the existence of a series of concentration resonances at discrete high frequencies is predicted. It is concluded that it is advisable to use such devices as low-power current-to-voltage converters.

Keywords: *piezoceramics, ferroelectrics, sensor, magnetoelectric resonance, magnetoelectric sensor, resonance system*

Введение

В настоящее время одной из важных задач современной физики резонансных преобразователей [1–14] является корректное определение рабочих резонансных частот. Это важно для описания экспериментальных работ [3–5], в которых создан резонансный прибор для взаимного преобразования электрических и магнитных полей через упругую подсистему. Известно, что в окрестности электромеханического резонанса образца наблюдается эффективное усиление механических колебаний, что приводит к повышению эффективности преобразователя. Существующие методы определения резонансных частот делятся на два подхода. Первый основан на решении уравнения акустических колебаний и подстановки пространственной зависимости вектора деформации в уравнения состояния. Далее методом усреднения определяется нужный отклик прибора на внешнее воздействие. На данном методе основаны такие работы, как [6, 7]. Однако более наглядным является метод представления прибора в виде эквивалентной механоэлектромагнитной схемы [1, 2, 8, 11].

Магнитоэлектрический трансформатор

Рассмотрим устройство, изображенное на рис. 1. Оно представляет собой пьезотрансформатор с входной секцией из МЭ композита (PMN-PT и Terfenol-D) и выходной секции из монокристалла PMN-PT. Магнитное поле, создаваемое катушкой вокруг первичной секции, преобразуется в механические напряжения в магнитострикционной компоненте и пьезоэлектрике первичной секции. Далее, акустические возмущения передаются вторичной секции через торцевое сечение. В ней в результате прямого пьезоэффекта генерируется усиленное электрическое напряжение. Выходы входной секции (L-T режим) предполагаются соединенными и МЭ напряжение на первичной секции не возникает. Началом координат для расчетов является левый край

прибора. Направления поляризации $\vec{P}$ пьезокристаллов входной и выходной секций показаны на рис. 1 стрелками. Уравнения состояния первичной композитной секции задаются системой (1) ниже

$$S^* = s^* T^* + q^* H^*, \quad B^* = q^* T^* + \mu^* H^*. \tag{1}$$

Здесь H^* — напряженность приложенного магнитного поля, S^* — компонента тензора деформаций, T^* — компонента тензора напряжений, B^* — магнитная индукция, s^* — эффективная упругая податливость, q^* — продольный пьезомагнитный коэффициент, μ^* — магнитная проницаемость входной секции. Решение уравнения акустических колебаний для величины деформаций композитной секции является стандартным и дается в [1]. Введем понятия краевых сил и площади входной секции Terfenol-PMN-PT в следующей форме:

$$\hat{F}_1 = -T_1(x=0)A = -\left(\frac{1}{s^*}S^* - \frac{q^*}{s^*}H^*\right)_{x=0} A = -\frac{\beta^* A}{s^*}\left(B_1\cos(\beta^* x) - B_2\sin(\beta^* x)\right)_{x=0} + \frac{q^* \cdot A}{s^*}H^*,$$

$$\hat{F}_2 = -T_1(x=l)A = -\frac{\beta^* A}{s^*}\left(B_1\cos(\beta^* l) - B_2\sin(\beta^* l)\right) + \frac{q^* A}{s^*}H^*,$$

$$A = W^* h^* = W^*\left(2h_m + h_p\right).$$

Здесь β^* — величина эффективного волнового вектора входной секции, A — площадь торцевого сечения входной секции, l — длина входной секции (рис. 1). Силы, действующие на края входной секции, имеют следующие выражения:

$$\hat{F}_1 = -\frac{\beta^* \cdot A}{s^*}B_1 + \frac{q^* \cdot A}{s^*}H^*, \quad \hat{F}_2 = -\frac{\beta^* \cdot A}{s^*}(B_1\cos(\beta^* \cdot l) - B_2\sin(\beta^* \cdot l)) + \frac{q^* \cdot A}{s^*}H^*. \tag{2}$$

Скорости движения краев сонаправлены с выбранным направлением краевых сил и определяются следующим образом:

$$\hat{\upsilon}_1 = \frac{\partial u}{\partial t}(x=0), \quad \hat{\upsilon}_1 = j\omega B_2, \quad \hat{\upsilon}_2 = -\frac{\partial u}{\partial t}(x=l), \quad \hat{\upsilon}_2 = -j\omega(B_1\sin(\beta^* l) + B_2\cos(\beta^* l)).$$

Из этих уравнений получаем

$$B_2 = \frac{1}{j\omega}\hat{\upsilon}_1, \quad B_1 = -\frac{1}{j\omega}\left(\frac{\hat{\upsilon}_1}{tg(\beta^* \cdot l)} + \frac{\hat{\upsilon}_2}{\sin(\beta^* \cdot l)}\right). \tag{3}$$

Подставляя выражения (3) в (2) и делая стандартные упрощения, получаем итоговые выражения (4) для эквивалентной схемы (рис. 2(б)) первичной секции

$$\begin{aligned} \hat{F}_1 &= jZ_0\,\mathrm{tg}\left(\frac{\beta^* l}{2}\right)\hat{\upsilon}_1 + \frac{Z_0}{j\sin(\beta^* l)}(\hat{\upsilon}_1 + \hat{\upsilon}_2) + \frac{q^* A}{s^*}H^* = Z_1^*\hat{\upsilon}_1 + Z_2^*(\hat{\upsilon}_1 + \hat{\upsilon}_2) + \frac{q^* A}{s^*}H^*, \\ \hat{F}_2 &= jZ_0\,\mathrm{tg}\left(\frac{\beta^* l}{2}\right)\hat{\upsilon}_2 + \frac{Z_0}{j\sin(\beta^* l)}(\hat{\upsilon}_1 + \hat{\upsilon}_2) + \frac{q^* A}{s^*}H^* = Z_1^*\hat{\upsilon}_2 + Z_2^*(\hat{\upsilon}_1 + \hat{\upsilon}_2) + \frac{q^* A}{s^*}H^*. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $Z_0 = \sqrt{\rho^* Y^*}h^* W^*$, где ρ^*, Y^*, h^*, W^* — плотность, модуль Юнга, высота и ширина входной секции (рис. 1) из работы [1] соответственно. Теоретическое описание пьезоэлектрической выходной секции аналогично описанному выше и подробно дано в [1].

Составим итоговую схему устройства [4] (рис. 2(а)) на основе граничных условий ($x = l$ для входной секции и x=0 для выходной секции).

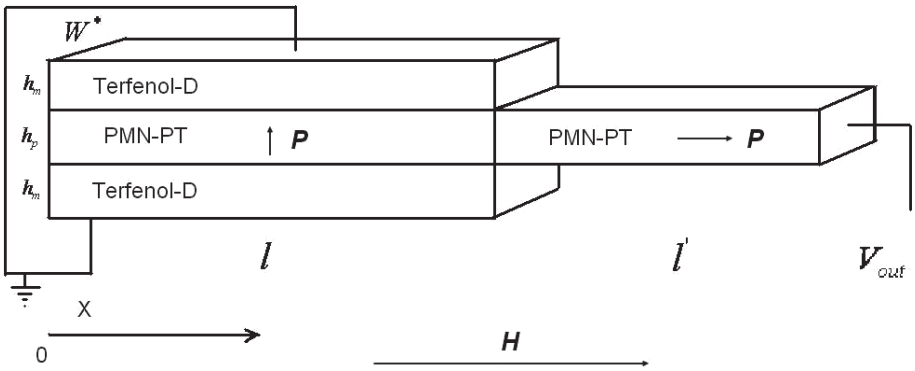


Рис. 1. *Наглядная схема МЭ пьезотрансформатора из* [2] *с обозначениями, используемая здесь для расчетов.*

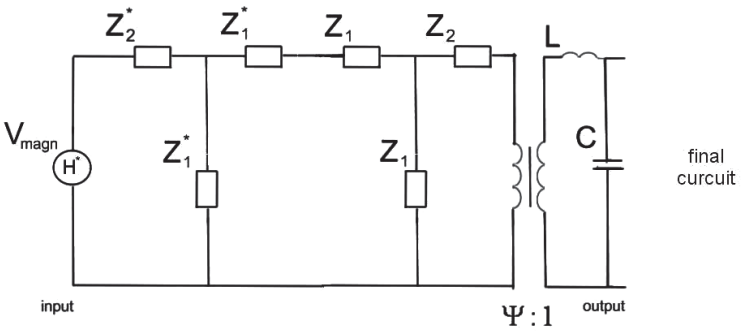
Соответствующие параметры усиливающей пьезосекции записаны со штрихом:

1. $-\hat{\upsilon}_2 = \hat{\upsilon}_1'$ — Равенство модулей скоростей упругого смещения на границе секций в силу непрерывности потока упругого смещения. Знак «–» поставлен в соответствии с реальными направлениями скоростей упругой деформации.
2. $\hat{F}_2 = \hat{F}_1'$ — условие равенства модулей продольных механических сил на границе секций исходя из третьего закона Ньютона.
3. $\hat{F}_1 = \hat{F}_2' = 0$ — условие механически свободных краев МЭ пьезотрансформатора (отсутствие механических напряжений на краях).

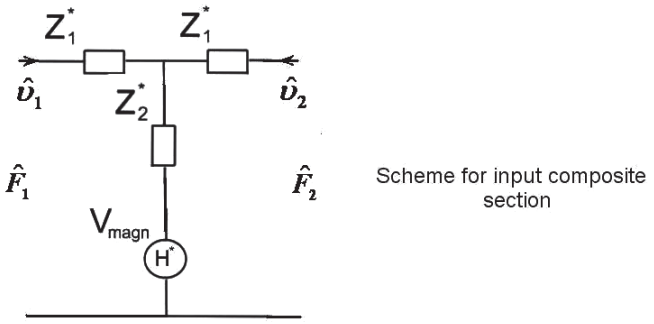
Полученная схема первичной секции и итоговая эквивалентная схема рассматриваемого устройства приведена на рис. 2. Они составлены с учетом того, что токи в цепи эквивалентны скоростям упругих деформаций, а напряжения эквивалентны описанным торцевым силам. Механические импедансы выходной секции имеют такую же форму записи [1]. Их величины определяются свойствами кристалла PMN-PT [5]. Электрические свойства выходной секции (L и C) даются на странице 153 в [1] при подстановке параметров PMN-PT. Гармоническое механическое напряжение на входе схемы, созданное магнитным полем катушки вокруг входной секции равно

$$V_{magn} = q^* Y^* W^* h^* H^* ,$$

где H^* — напряженность переменного магнитного поля. Коэффициент трансформации выходной секции описывается формулой $\Psi = W^* d / s$, где d и s — пьезомодуль и упругая податливость PMT-PT. Далее проведено нахождение МЭ коэффициента по напряжению при слабом переменном магнитном поле 1 Ое.



а)



б)

Рис. 2. *Эквивалентная механомагнитоэлектрическая схема МЭ пьезотранстрансформатора с усиливающей пьезосекцией (а), и его композитной секции (б).*

Итоговая формула для напряжения на выходе МЭ трансформатора, возникающего под действием переменного магнитного поля H^*, получается из анализа рис. 2 методом узловых потенциалов и дана ниже (5)

$$V_{out} = -4\frac{q^*\rho\sqrt{\frac{\rho^*}{s^*}}\left(g+\beta s\right)^2 l^2}{g\left(g^2 l+\beta l s - ghW\right)}\frac{\sin^3[\alpha]}{\cos[\alpha]\cos[2\alpha]\cos[2\alpha^*]\left(3\rho^*\sqrt{\rho s}\,\mathrm{tg}[2\alpha^*]+\rho\sqrt{\rho^* s^*}\,\mathrm{tg}[2\alpha]\right)}H^*, \tag{5}$$

$$\alpha = \frac{1}{2}l\sqrt{\rho s}\,\omega, \quad \alpha^* = \frac{1}{2}l\sqrt{\rho^* s^*}\,\omega.$$

Здесь l — длина входной и выходной секции МЭ пьезотрансформатора, q^* — эффективный пьезомагнит-

ный коэффициент входной секции прибора, ρ^* и ρ — плотности входной и выходной секций соответственно, s^* и s — упругие податливости входной и выходной секций соответственно, W — ширина прибора, g — пьезоэлектрический коэффициент выходной секции (кристалл PMN-PT), β — диэлектрическая непроницаемость выходной секции (также кристалл PMN-PT), h — высота выходной секции (высота входной секции равна $3h$). Эффективные свойства входной секции определяются согласно [1] из анализа эквивалентной схемы рис. 2.

Известное изменение магнитострикционных свойств Terfenol-D с величиной подмагничивающего поля и свойств кристалла PMN-PT с электрическим полем позволяют управлять свойствами прибора. В частности, амплитуда выходного напряжения может строиться по диаграмме намагничивания Terfenol-D.

На рис. 3 изображена зависимость магнитоэлектрической восприимчивости по напряжению от концентрации пьезофазы (кристалла PMN-PT) в первичной секции.

Как показывает анализ (5) и рис. 3, все резонансы, изображенные на нем, обусловлены изменением механических свойств входной секции с содержанием пьезофазы. Собственные резонансы выходной секции, обусловленные равенством $\cos[\alpha]=0$, на рисунке не содержатся, так как являются дискретными [11–14]. Ни один из них не происходит на частоте 400 кГц. Резонансы на рис. 3 происходят при концентрациях, которые соответствуют обращению в ноль левой части уравнения (6), что является следствием нуля знаменателя из (5)

$$3\rho^*\sqrt{\rho s}\cos[2\alpha]\sin[2\alpha^*]+\rho\sqrt{\rho^* s^*}\cos[2\alpha^*]\sin[2\alpha]=0\,.$$

Это связано с тем, что в данном уравнении содержатся параметры, зависимые от концентраций фаз в первичной секции.

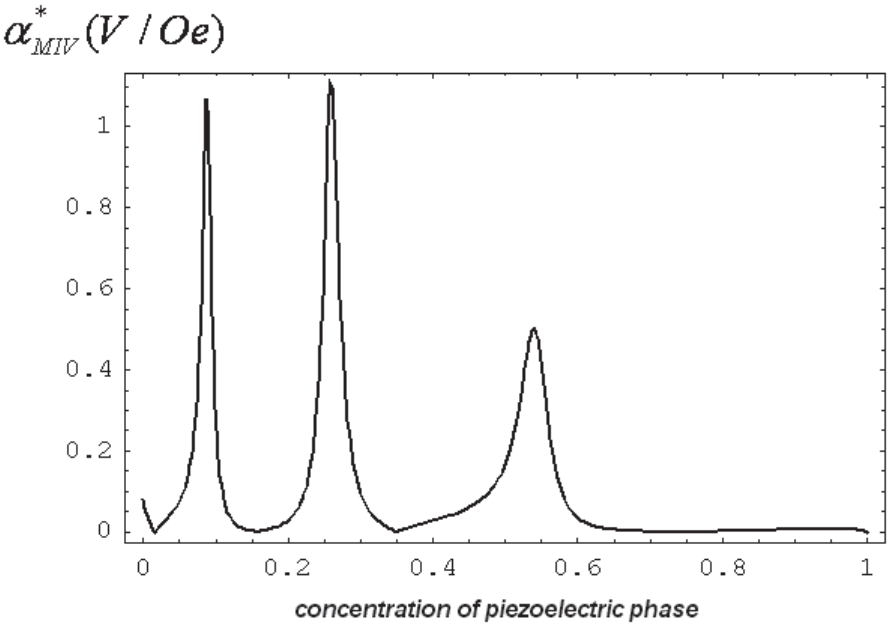


Рис. 3. *Зависимость МЭ восприимчивости по напряжению от концентрации пьезофазы в первичной секции МЭ трансформатора при частоте приложенного магнитного поля* 400 *кГц. Параметры Terfenol-D берутся из работы* [4, 11], *параметры PMN-PT из* [4, 10, 11].

Как видно из приведённого анализа, частотами резонансов можно управлять, меняя свойства первичной секции прибора. Это выполняется при следующих условиях:

1. Первичная композитная секция имеет идеальную электромеханическую связь между слоями, что позволяет усреднять ее свойства.
2. Длины волн внешних воздействий намного больше, чем собственные поперечные размеры секции. Данный факт позволяет усреднять эффективные свойства прибора.
3. Справедлива линейная модель, предполагающая малые величины действующего магнитного поля.

Решения трансцендентного уравнения (6) относительно частоты дают полную резонансную характеристику прибора относительно нужной концентрации. Это позволяет целенаправленно моделировать свойства первичной секции для получения резонансного усиления выходного электрического напряжения.

Разработана специальная компьютерная программа, позволяющая графически находить резонансные концентрации при любых заданных частотах. Чем выше берется действующая частота приложенного магнитного поля, тем больше получается в итоге критических резонансных концентраций. Это связано с соответствующей зависимостью волнового вектора от частоты и механических параметров прибора. Чем меньше длина волны, тем больше описываемый прибор чувствителен к внешнему воздействию, и резонансными длинами для него будут являться дробные части длин прибора. Необходимо отметить, что настоящий эффект проявляется только при очень высоких частотах внешнего воздействия и при наличии идеальной механической связи между слоями.

Известное изменение магнитострикционных свойств Terfenol-D с величиной подмагничивающего поля и свойств кристалла PMN-PT с электрическим полем позволяют управлять свойствами прибора. В частности, амплитуда выходного напряжения может строиться по диаграмме намагничивания Terfenol-D.

Данный прибор может использоваться в качестве маломощного преобразователя магнитного поля в электрическое напряжение. Амплитуды выходного напряжения определяются магнитострикционными свойствами входной секции, высотой и шириной прибора, а также полным набором электромеханических и диэлектрических свойств кристалла PMN-PT. Настоящая модель может применяться для прогнозирования электрического отклика составных МЭ композитов.

Список литературы

1. *Lin Chih-yi*. Design and analysis of Piezoelecrtic Transformer Converters // Dissertation for Ph.D. in Electrical Engineering, July 15. 1997. Blackburg, Virginia. P. 1–171.
2. *Dong, Sh., Li, J.-F., and Viehland, D.* // J. of Materials Science. 2006. Vol. 41. P. 97–106.
3. *Lv, L., Zhou, J.*-P., Guo, Y.-Y. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2011. Vol. 44. P. 055002 (1–5).
4. *Wang, Y., Chung, M.L., Wang, F. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., 2009. Vol. 42. P. 135414 (1–5).
5. *Wang, Y., Wang, F., Or, S.W. et al.* // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. P. 113503 (1–3).
6. *Филиппов Д. А., Галкина Т. А., Сринивасан Г.* // Письма ЖТФ. 2010. Т. 36. № 21. С. 23–28.
7. *Филиппов Д. А., Галкина Т. А., Лалетин В. М.,* Srinivasan G. // Письма ЖТФ. 2012. Т. 38. № 2. С. 82–86.
8. *Lin, S., Xu, C.* // Smart Mater. Struct. 2008. Vol. 17. P. 065008 (1–8).
9. *Радченко Г. С.* // Письма ЖТФ. 2008. Т. 34. № 22. С. 14–20.
10. *Zhou, D., Wang, F., Luo, L. et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008. Vol. 41. P. 185402 (1–4).
11. *Радченко Г. С., Радченко М. Г.* // Письма ЖТФ. 2012. Т. 38. № 15. С. 18–24.
12. *Панич А. Е., Радченко Г. С., Скрылёв А. В., Малыхин А. Ю., Панич А. А.* // 10-й Международный симпозиум “IEEE East&West Design and Test Symposium EWDTS-2017»: сб. науч. труд. 2017 С. 598–602.
13. *Скрылёв А. В., Панич А. Е., Радченко Г. С.* // Международная конференция “Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves, RSEMW-2017». сб. науч. труд. 2017.
14. *Панич А. Е., Радченко Г. С., Скрылёв А. В., Панич А. А., Малыхин А. Ю.* // Журнал Технической Физики. 2019. Т. 89. № 2. С. 206–211.

Поступила 18 февраля 2019.

FORECASTING OF HIGH-FREQUENCY MAGNETOELECTRIC RESONANCES OF ELECTRONIC TECHNICS COMPONENT DEVICES

A.YU. MALYKHIN, A.A. PANICH, A.E. PANICH, G.S. RADCHENKO, AND A.V. SKRYLEV

doi: 10.25210/jfop-1901-036041

One of the important tasks of the modern physics of resonant transducers is the correct determination of operating resonant frequencies now. It is known that in the field of the electromechanical resonance of the sample, effective amplification of mechanical vibrations is observed which leads to an increase in the efficiency of the transducer. Existing methods for determining the resonant frequencies are divided into two approaches. The first one is based on solving the equation of acoustic oscillations and substituting the spatial dependence of the deformation vector into the equations of state. Next, the method of averaging is used to determine the desired response of the device to an external effect. A more illustrative is the method of representing the device in the form of an equivalent mechanical electromagnetic circuit.

A piezo-transformer with an input section of a ME composite (PMN-PT and Terfenol-D) and an output section of a PMN-PT single crystal is presented. The magnetic field created by the coil around the primary section is converted into mechanical stresses in the magnetostriction component and the piezoelectric of the primary section. Acoustic perturbations are transmitted to the secondary section through the end section. As a result of the direct piezoelectric effect, an amplified electrical voltage is generated inside. The outputs of the input section (L-T mode) are assumed to be connected and the ME voltage on the primary section does not occur.

The concentration dependences of the magnetoelectric susceptibility of a given piezo-transformer in the high-frequency mode are analyzed. For the first time, the existence of a series of concentration resonances at discrete high frequencies is predicted. It is concluded that it is advisable to use such devices as low-power current-to-voltage converters.

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог «Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Журнал включен:

- В ***Российский индекс научного цитирования*** (***РИНЦ***).
- В базу данных ***Russian Science Citation Index*** (***RSCI***) на платформе ***Web of Science.***
- В ***Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук.***

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОВ И УСТРОЙСТВ

УДК 681.586

КОМПЕНСАЦИЯ ДЕФОРМАЦИОННОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ВИБРОУСКОРЕНИЯ

© Авторы, 2019
doi: 10.25210/jfop-1901-042046

Панич А. Е.— д.т.н, проф., директор института высоких технологий и пьезотехники, Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону. E-mail: aepanich@yandex.ru

Янчич Вл.В.— инженер, Научное конструкторско-технологическое бюро «Пьезоприбор», Южный федеральный университет. E-mail: vibro1@mail.ru

Аннотация

Проведено математическое моделирование процессов, происходящих в пьезоэлектрическом преобразователе датчика виброускорения (акселерометра) при воздействии на него деформаций со стороны контролируемого объекта. Установлен характер распределения и дана количественная оценка механических напряжений и электрических полей в преобразователе. Предложен эффективный способ компенсации деформационной чувствительности пьезоэлектрических датчиков. Приведены электрические схемы датчиков с компенсацией по электрическому заряду и напряжению. Рассмотрена запатентованная конструкция пьезоэлектрического акселерометра. Экспериментально подтверждено уменьшение чувствительности к деформации до 60 раз без ухудшения других технических характеристик акселерометра.

Ключевые слова: *пьезоэлектрический акселерометр, пьезоэлектрический элемент, деформация, механическое напряжение, электрическое поле, поляризация, компенсация сигнала помехи*

Abstract

Mathematical modeling has been conducted to study the processes occurring in the piezoelectric transducer of the vibration acceleration sensor (accelerometer) under deformations caused by the object being tested. The nature of the distribution has been established and a quantitative estimate of the strains and electric fields in the converter has been given. An effective method for compensating the deformation sensitivity of piezoelectric sensors has been proposed. The electrical circuits of the sensors with electrical charge and voltage compensation have been described. The patented structure of the piezoelectric accelerometer has been considered. It has been experimentally confirmed that the sensitivity to deformation can be reduced up to 60 times without degrading other technical characteristics of the accelerometer.

Keywords: *piezoelectric accelerometer, piezoelectric element, deformation, strain, electric field, polarization, interfering signal compensation*

Введение

Во время функционирования контролируемого объекта, прежде всего, при изгибных и резонансных колебаниях конструкции или ее отдельных частей, в них могут возникать значительные механические напряжения и деформации. Такие деформации, особенно в месте крепления датчика виброускорения (акселерометра), передаются через основание его корпуса пьезоэлектрическому элементу (ПЭ) и приводят к генерированию сигнала помехи, в ряде случаев способного значительно исказить результаты измерений. Наибольшую чувствительность к деформации основания имеют, часто используемые для экстремальных условий эксплуатации, пьезоэлектрические акселерометры компрессионного типа, в которых при деформации ПЭ не происходит взаимной компенсации сигналов помехи [1, 2].

Для снижения деформационной чувствительности датчиков принимают ряд мер, направленных на ослабление деформаций, передающихся ПЭ. К ним, например, относятся, использование промежуточных прокладок или увеличение высоты основания, что неизбежно приводит к ухудшению других характеристик датчика, и прежде всего, к увеличению размеров и массы, снижению частот продольного и поперечного резонансов [1, 3].

В этой связи поиск эффективного пути снижения деформационной чувствительности пьезоэлектрических датчиков при одновременном уменьшении габаритных размеров, повышении резонансных частот и верхней границы рабочего диапазона, является актуальной задачей.

Результаты моделирования

Результаты исследования осесимметричной математической модели пьезоэлектрического преобразователя датчика в виде блока из пьезоэлектрической керамики, выполненного с использованием программного пакета ANSYS, позволили установить характер распределения и провести количественную оценку

механических напряжений и электрических полей при воздействии поперечных деформаций в месте его крепления со стороны основания [4]. На рис. 1 приведены данные, полученные для преобразователя ∅10×10 мм из пьезоэлектрической керамики ЦТС-19 с электродами на торцевых поверхностях и осевым направлением поляризации при однородной радиальной деформации основания в поперечном направлении с относительным значением $0.5 \cdot 10^{-6}$.

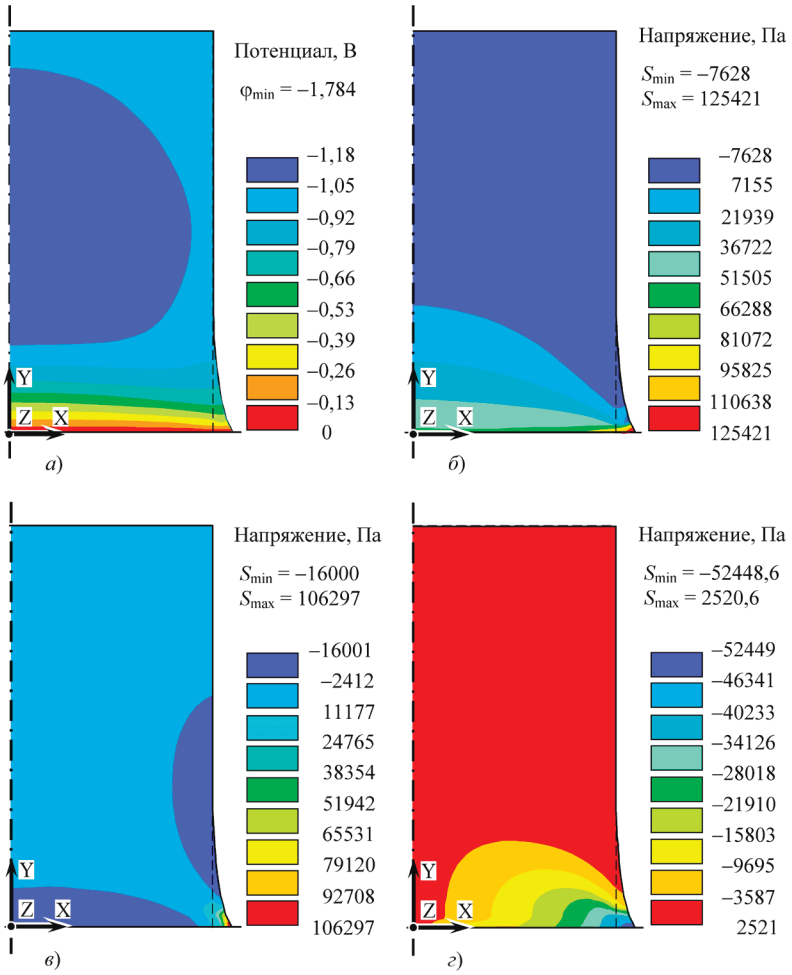


Рис. 1. *Распределение электрического потенциала и механических напряжений при деформации блока, вызванной однородной деформацией основания: а) электрический потенциал; б) радиальные напряжения S_X; в) продольные напряжения S_Y; г) сдвиговые напряжения S_{XY}.*

В рассматриваемом случае сигналы помехи (электрическое напряжение или заряд), индуцированные на электродах ПЭ деформацией за счет поперечного пьезомодуля d_{31}, согласно расчетным данным, составляют 1.02 В или 102.2 пКл. Сигналы, вызываемые сдвиговым пьезомодулем d_{15}, взаимно компенсируются.

На приведенных рисунках видно, что влияние деформации основания преимущественно сосредоточено в нижней части ПЭ, в которой происходит наиболее интенсивное изменение различных полевых величин. Использование сдвиговых напряжений в этой области (рис. 1(г) позволяет осуществить активную компенсацию сигнала помехи, вызываемого деформацией.

С этой целью предложено между основным ПЭ и основанием дополнительно разместить компенсационный ПЭ с электродами на торцах и радиальным направлением поляризации [5]. Электрический сигнал компенсационного ПЭ, генерируемый за счет пьезомодуля d_{15} только при сдвиговой составляющей деформации, используется для компенсации сигнала помехи, возникающего в основном ПЭ.

На рис. 2 схематически показаны характер деформации электромеханического преобразователя и полярность генерируемых зарядов на электродах 1 основного 2 и компенсационного 3 ПЭ при воздействии на основание датчика 4 поперечной силы, вызванной деформацией контролируемого объекта. Направления векторов поляризации ПЭ **P** и силы **F** обозначены стрелками, исходные контуры элементов конструкции — штриховыми линиями.

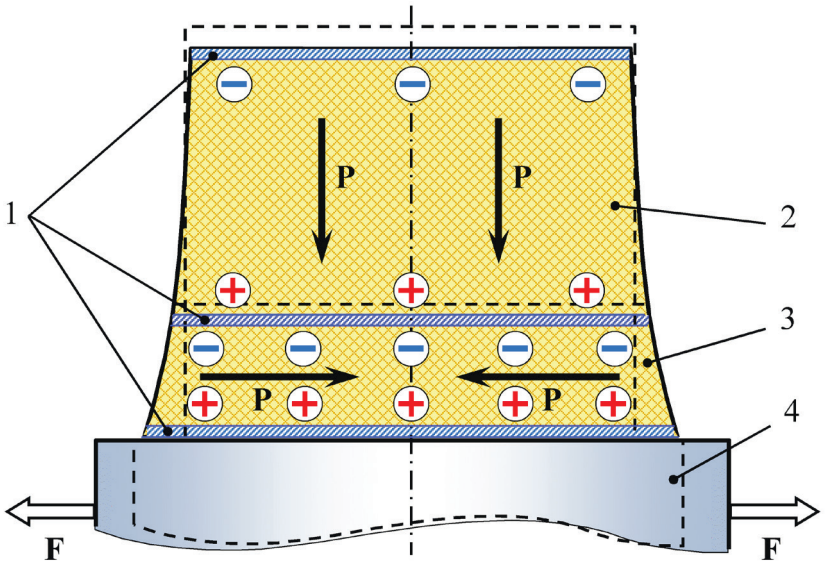


Рис. 2. *Характер деформации и полярность генерируемых зарядов ПЭ.*

Результаты расчета показывают, что заряд компенсационного ПЭ всегда превышает заряд основного ПЭ, независимо от их размеров.

Устройство датчика виброускорения

Варианты электрических схем датчиков с компенсацией сигнала помехи от деформации основания приведены на рис. 3.

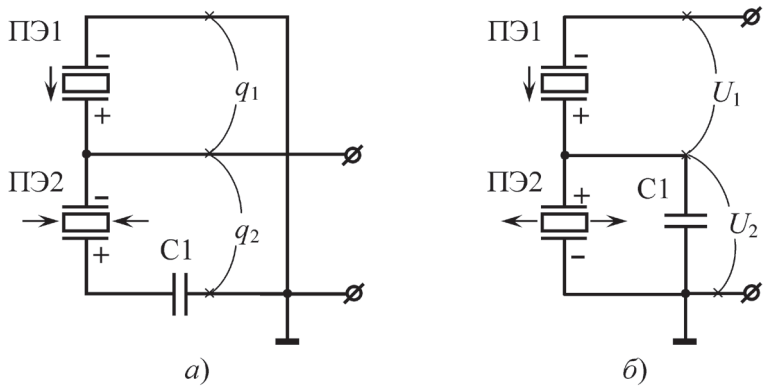


Рис. 3. *Схемы датчиков с компенсацией заряда (а) и напряжения (б):*
ПЭ1 — основной ПЭ; ПЭ2 — компенсационный ПЭ; направления поляризации ПЭ обозначено стрелками.

Условием полной компенсации сигнала помехи является равенство электрических сигналов помехи — зарядов q_1 и q_2 (рис. 3(а) или напряжений U_1 и U_2 (рис. 3(б) при противоположной полярности. Для выравнивания значений этих сигналов путем уменьшения компенсирующего сигнала используется конденсатор С1, включаемый при компенсации заряда последовательно с компенсационным ПЭ, или параллельно ему, при компенсации напряжения.

На рис. 4 показан вариант конструктивной схемы пьезоэлектрического акселерометра с компенсацией деформационной чувствительности по заряду [5].

Пьезоэлектрический акселерометр содержит металлическое основание 1, инерционный элемент 2, расположенные между ними основной 3 и компенсационный 4 ПЭ, диэлектрическую прокладку 5, выполненные в форме диска с центральным осевым отверстием и электродами 6 на торцевых поверхностях. Основной ПЭ наполяризован вдоль продольной оси, а компенсационный — в радиальном направлении. Элементы конструкции упруго стянуты резьбовой шпилькой 7.

Диэлектрическая прокладка одновременно выполняет е функции электрического изолятора и конденсатора С1 (рис. 3(а) заданной емкости, необходимой для формирования компенсирующего заряда. С этой целью прокладка необходимой высоты может быть изготовлена из сегнетоэлектрической керамики с диэлектрической проницаемостью в 10–20 раз меньшей, чем у материала компенсационного ПЭ.

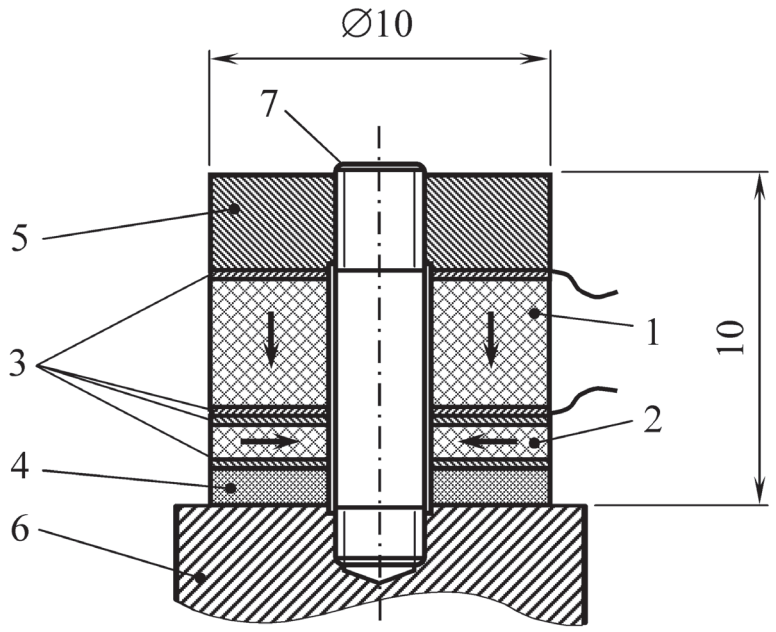


Рис. 4. *Конструкция акселерометра с компенсацией деформационной чувствительности:* 1 — *основание;* 2 — *инерционный элемент;* 3 — *основной ПЭ;* 4 – *компенсационный ПЭ;* 5 — *диэлектрическая прокладка;* 6 — *электроды; направления поляризации ПЭ обозначено стрелками.*

Экспериментальная проверка, проведенная на действующих макетах пьезоэлектрических акселерометров, показала, что благодаря использованию компенсации деформационной чувствительности, достигается снижение коэффициента влияния деформации основания до 60 раз. При этом их остальные технические характеристики, в том числе коэффициент преобразования, рабочий диапазон частот и габаритные размеры остаются без изменения.

Заключение

На примере инновационной конструкции пьезоэлектрического акселерометра экспериментально подтверждена эффективность рассмотренного способа снижения деформационной чувствительности. Это позволяет повысить точность и достоверность результатов измерений при вибрационном контроле сложного технического оборудования, используемого в различных областях техники.

Исходя из общих конструктивных особенностей электромеханических преобразователей пьезоэлектрических датчиков генераторного типа различных механических величин [6], есть основание полагать, что предложенный способ снижения деформационной чувствительности может быть использован также в датчиках динамического давления и силы.

Список литературы

1. *Янчич В. В.* Пьезоэлектрические виброизмерительные преобразователи (акселерометры) // Пьезоэлектрическое приборостроение. Т. 7. Ростов на Дону: ЮФУ. 2010. 304с.
2. *Серридж М., Лихт Т.Р.* Справочник по пьезоэлектрическим акселерометрам и предусилителям. Перевод с англ. Нерум, Дания: Брюль и Къер, 1987. 201 с.
3. *Кирпичев А.А.* Повышение эффективности диагностики с использованием пьезоэлектрических и вихретоковых преобразователей: дис. канд. техн. наук. М.: Моск. гос. академия приборостроения и информатики, 2006. 143 с.
4. *Янчич Вл. В., Митько В. Н.* Исследование механических напряжений и электрических полей в пьезоэлектрическом преобразователе акселерометра методом конечных элементов // Сб. тез. VIII Всерос. науч.-техн. конф. «Актуальные проблемы пьезоэлектрического приборостроения». Ростов н/Д: ЮФУ. 2012. С. 50–54.
5. Патент РФ № 2627571 C1 G01P1509. Пьезоэлектрический акселерометр / В.В. Янчич, А.Е. Панич. Опубл. 08.08.2017. Бюлл. № 22.
6. *Янчич В. В., Янчич Вл. В.* Преобразователи пьезоэлектрических датчиков механических величин (конструкции и пути развития). Saarbrucken, Deutschland; LAP LAMBERT Academic Publishing, 2013. 138 с.

Поступила 18 февраля 2019.

COMPENSATION FOR THE DEFORMATION SENSITIVITY OF THE PIEZOELECTRIC VIBRATION ACCELERATION SENSOR

V. V. YANCHICH, A. E. PANICH

doi: 10.25210/jfop-1901-042046

Object deformations at the point where a piezoelectric vibration acceleration sensor (accelerometer) is attached, can be transmitted through its base to the piezoelectric element (PE) and cause an interfering signal that distorts the measurement results. To reduce sensor sensitivity to strain, the height of the ground is increased or special gaskets are used between the ground and the PE. This inevitably leads to deterioration in other sensor parameters.

The mathematical model of the overall structure of an electromechanical transducer in a generator-type piezoelectric sensor has shown that two components of deformation simultaneously appear in the PE at the ground. The electric charges from the transverse component create an interfering signal while the charges from the shear component cancel each other out.

The use of the shear component allows active compensation of the interfering signal caused by the deformation. Therefore, it has been proposed to place a compensatory PE with the radial polarization between the main PE and the base. The electrical signal (charge or voltage) of the compensatory PE generated by the piezo module d_{15} only with the shear component of the deformation, is used to compensate for the interfering signal that occurs in the main PE.

The developed and patented piezoelectric accelerometer with charge compensation for the deformation sensitivity contains a metal base, a seismic mass, the main and compensatory piezoelectric elements located between them, a dielectric gasket. This structure is shaped in the form of a disk with a central hole. The gasket simultaneously performs the functions of an electrical insulator and a capacitor that is necessary to generate a compensating charge.

Experimental verification has shown that compensation can reduce the sensitivity to deformation up to 60 times without degrading the technical characteristics of the accelerometer.

The proposed method of reducing deformation sensitivity can be used in dynamic pressure and force sensors.

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог «Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Журнал включен:

- В ***Российский индекс научного цитирования*** (***РИНЦ***).
- В базу данных ***Russian Science Citation Index*** (***RSCI***) на платформе ***Web of Science.***
- В ***Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук.***

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА

УДК 621.372.85

ВОЛНОВОДНЫЙ КВАЗИЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР НА СЛОЖНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ДИАФРАГМАХ

© Авторы, 2019
doi: 10.25210/jfop-1901-047054

Заргано Г. Ф.— д.ф.- м.н., проф., член-корреспондент РАЕН, заведующий кафедрой радиофизики, Южный федеральный университет. E-mail: zargano@yandex.ru

Земляков В. В.— д.ф.- м.н., доцент, проф. кафедры прикладной электродинамики и компьютерного моделирования, Южный федеральный университет. E-mail: vvzem@yandex.ru

Крутиев С. В.— сотрудник кафедры радиофизики, Южный федеральный университет. E-mail: sergey-kryt@yandex.ru

Клещенков А. Б.— к.ф.- м.н., доцент кафедры прикладной электродинамики и компьютерного моделирования, Южный федеральный университет. E-mail: aktech@inbox.ru

Аннотация

Предложен новый волноводный полосно-пропускающий квазиэллиптический фильтр. Резонаторы фильтра реализованы в виде тонких металлических плоско-поперечных резонансных диафрагм с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя L-образными гребнями. Показано, что амплитудно-частотная характеристика такой сложной диафрагмы обладает одновременно резонансами полного пропускания и полного отражения. Построена эквивалентная электрическая схема эллиптического фильтра пятого порядка и проведено компьютерное моделирование диафрагм, удовлетворяющих амплитудно-частотным характеристикам каждого резонатора. Показано, что для волноводного эллиптического фильтра несколько резонаторов могут располагаться на одной резонансной диафрагме, что дополнительно сокращает продольный размер устройства. Представлены результаты синтеза компактного квазиэллиптического фильтра для прямоугольного волновода WR137 с центральной частотой 6.5 ГГц и полосой пропускания 7.5 %. Общая длина фильтра составила 62 мм.

Ключевые слова: *прямоугольный волновод, эллиптический фильтр, резонансная диафрагма, сложный контур апертуры, эквивалентная схема*

Abstract

A novel waveguide bandpass quasi-elliptic filter is presented. The resonators of the filter are implemented by thin transverse resonant diaphragms with an aperture in the form of a rectangular window with two metal L-shaped ridges. It is shown that the amplitude-frequency characteristics of such contoured diaphragms demonstrate the frequencies of parallel and series resonances simultaneously. We construct equivalent circuit of the fifth order elliptic filter and provide a computer simulation of the diaphragms satisfying the amplitude-frequency characteristics of each resonator. We show that for waveguide elliptic filters, some resonators can be located on one resonant diaphragm, which further reduces the length of the filter. The synthesis results of compact quasi-elliptic filters for WR137 rectangular waveguide with the central frequency of 6.5 GHz and bandwidth of 7.5% are presented. The total length of the filter is 62 mm.

Keywords: *rectangular waveguide, elliptical filter, resonant diaphragm, complex contour aperture, equivalent circuit*

Введение

Волноводные фильтры находят широкое применение в системах локации и связи особенно в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн благодаря малым потерям и большой передаваемой мощности [1, 2]. Основным недостатком волноводных фильтров являются их значительные размеры и вес, в большей степени за счет использования объемных резонаторов [3-7]. Данная проблема может быть решена, например, благодаря использованию вместо объемных элементов плоско-поперечных резонаторов, реализованных чаще всего тонкими металлическими резонансными диафрагмами [8-14]. Апертура таких диафрагм обычно представляет собой либо прямоугольное окно, либо окно С-образной формы с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ), содержащей только резонансную частоту полного пропускания. Такие диафрагмы позволяют синтезировать фильтры с чебышевской или максимально плоской характеристикой, обеспечивающей низкую добротность и слабую избирательность для фильтров малого порядка. Для повышения избирательности наиболее предпочтительно использовать фильтры с эллиптической характеристикой [4-6], содержащие нули в характеристике коэффициента передачи. Появление нулей может быть достигнуто благодаря использованию диафрагм с резонансом полного отражения. Такие диафрагмы реализуются

либо с помощью нескольких прямоугольных окон в одной плоско-поперечной металлической диафрагме [14], либо с помощью односвязного окна со сложным контуром [13]. Например, в [15-17] показано, что волноводные резонансные диафрагмы с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя L-образными гребнями содержит в своей характеристике одновременно резонансные частоты полно отражения и полного пропускания. Целью данной работы является синтез простого и компактного полосно-пропускающего фильтра с эллиптической характеристикой на базе таких сложных резонансных диафрагм.

Свойства резонансной диафрагмы

Будем использовать в данной работе стандартный прямоугольный волновод WR137 с поперечным сечением $a \cdot b$ = 35·15 мм. Компьютерное моделирование всех волноводных элементов будем осуществлять с помощью пакета программ CST Microwave Studio.

Выберем следующие размеры исследуемой резонансной диафрагмы для демонстрации ее основных свойств (рис. 1): $l = 20$ мм, $h = 10$ мм, $s = 10$ мм, $c = 5$ мм, ширина L-гребня в основании $t_1 = 2$ мм, а ширина горизонтальной части – $t_2 = 1$ мм. Для обеспечения необходимой жесткости и повышения точности изготовления выберем толщину диафрагм равную 2 мм.

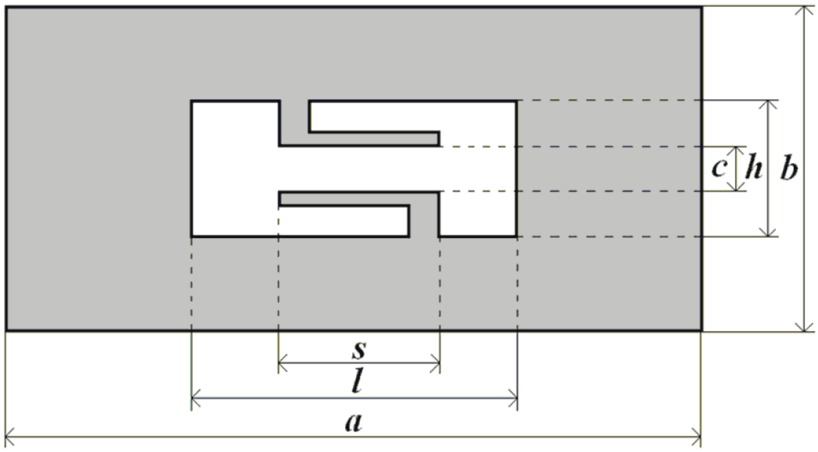


Рис. 1. *Резонансная диафрагма с двумя L-образными гребнями.*

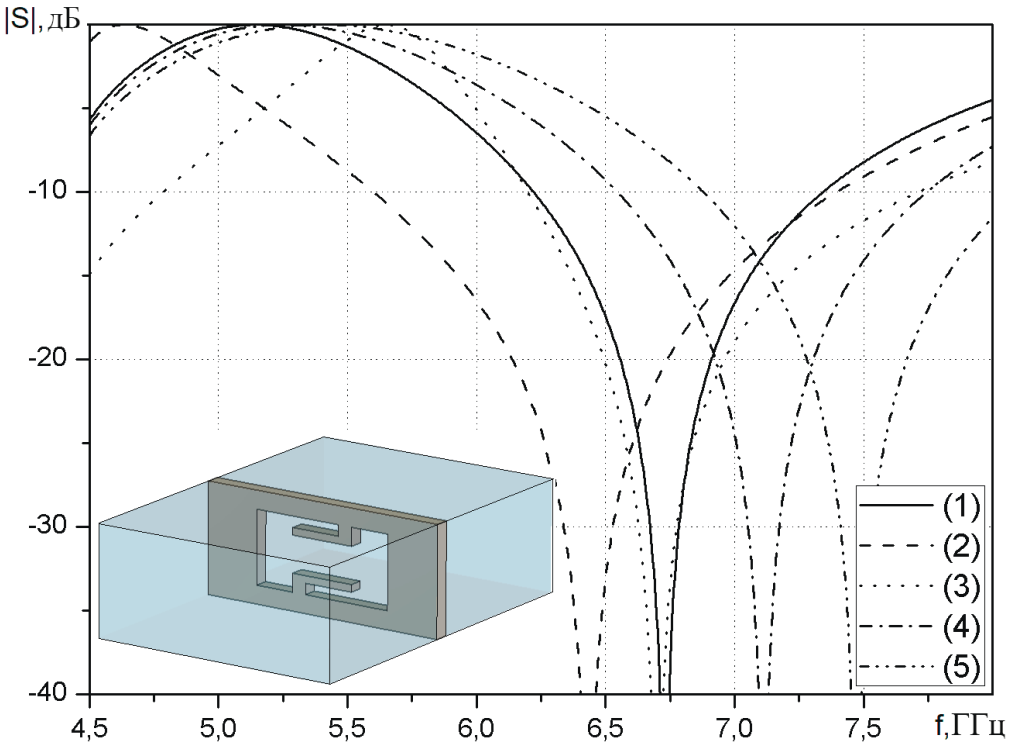


Рис. 2. *Амплитудно-частотная характеристика диафрагмы.*

На рис. 2 сплошной линией изображена АЧХ заданной диафрагмы в виде зависимости элемента матрицы рассеяний $|S_{21}|$ от частоты. Остальные линии на рис. 2 демонстрируют зависимость АЧХ от вариации геометрических размеров апертуры диафрагмы относительно исходных: (2) $h=8$ мм, $c=3$ мм, (3) $l=16$ мм, (4) $t_1=2.5$ мм, (5) $s=9$ мм.

Амплитудно-частотная характеристика диафрагмы содержит резонансы полного пропускания и полного отражения, которые могут смещаться по частоте. Так, например, уменьшение высоты окна апертуры (2) уменьшает обе резонансные частоты с одновременным увеличением добротности, уменьшение ширины окна апертуры (3), наоборот, увеличивает резонансную частоту полного пропускания, сохраняя частоту полного отражения практически неизменной, изменение размеров L-образных гребней (4) и (5) в большей степени влияет на резонансную частоту полного отражения. При определенных геометрических размерах диафрагмы удается также обеспечить наличие только одного из типов резонанса в рабочей полосе частот волновода.

Синтез эллиптического фильтра

Реализуем синтез эллиптического фильтра с шириной полосы пропускания 7.5% и уровнем затухания в ней –20 дБ. Эквивалентная схема фильтра пятого порядка построена с помощью программы Nuhertz Filter Solutions, в результате определены резонансные частоты и добротности каждого из резонаторов (рис. 3). Амплитудно-частотная характеристика фильтра приведена на рис. 4 ($|S_{21}|$ – сплошная линия, $|S_{11}|$ – пунктирная линия).

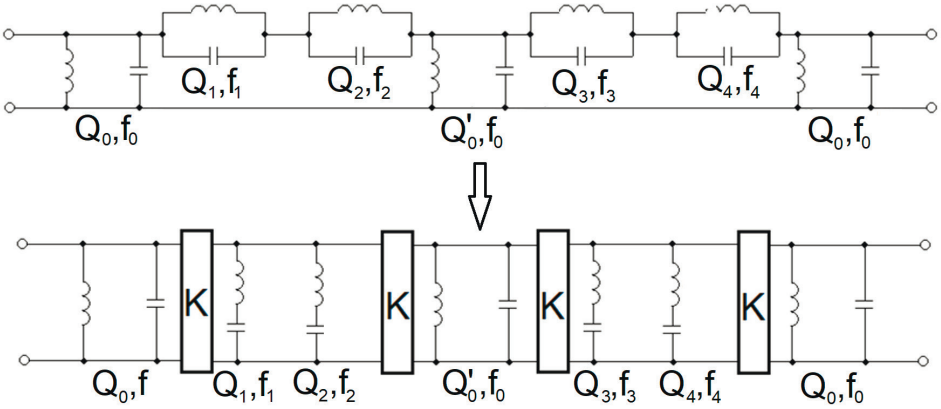


Рис. 3. *Эквивалентная схема эллиптического фильтра пятого порядка.*

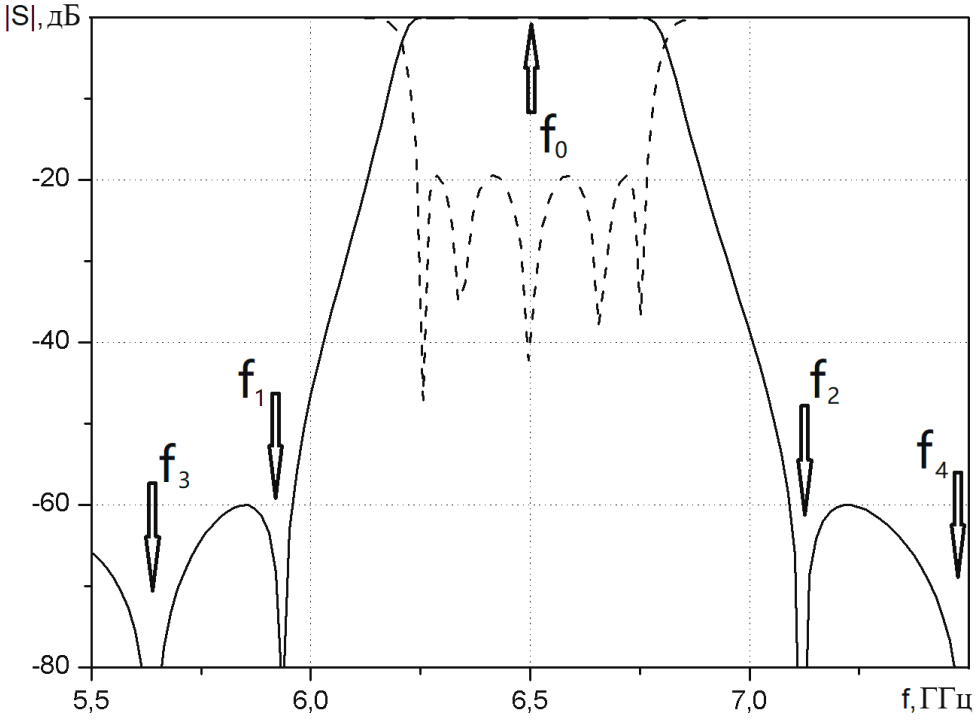


Рис. 4. *Амплитудно-частотная характеристика эллиптического фильтра пятого порядка.*

Для практической реализации волноводного фильтра необходимо преобразовать лестничную схему фильтра в схему с инверторами сопротивлений K [1] и последовательно расположенными шунтирующими резонаторами (рис. 3). В результате внешние и центральный резонатор фильтра оказались параллельными LC-контурами с резонансными частотами f_0, соответствующими центральной полосе пропускания фильтра, а две пары внутренних резонаторов — последовательными LC-контурами с резонансными частотами $f_1 - f_4$, соответствующими нулям коэффициента передачи. Поскольку последовательные LC-контура соединены на схеме непосредственно, то они могут быть реализованы в одном поперечном сечении, т.е. в одной резонансной диафрагме.

Результаты моделирования и эксперимента

Для реализации процедуры синтеза волноводного фильтра были подготовлены компьютерные модели одиночных резонансных диафрагм с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя L-образными гребнями в CST Microwave Studio. Используя полученные значения резонансных частот и добротностей каждого резонатора эквивалентной схемы фильтра была осуществлена оптимизация геометрических размеров каждой диафрагмы фильтра. В табл. 1 представлены рассчитанные геометрические размеры.

Таблица 1. *Геометрические размеры резонансных диафрагм для фильтра* 5-*го порядка*

Диафрагма	l_i, мм	h_i, мм	s_i, мм	c_i, мм	t_{1i}, мм	t_{2i}, мм
$i=1.5$	17.70	8.90	6.20	4.10	1.75	1.00
$i=2$	22.58	13.90	9.35 12.23	7.90	1.70 1.92	1.00 1.00
$i=3$	13.87	7.00	6.40	2.30	1.75	1.00
$i=4$	22.15	13.10	9.82 12.37	7.00	2.20 2.00	1.00 1.00

В качестве примера, на рис. 5 представлена АЧХ резонансной диафрагмы, описанной центральным резонатором эквивалентной схемы ($|S_{21}|$ – сплошная линия, $|S_{11}|$ – пунктирная линия) совместно с результатами измерений (маркеры) изготовленного экспериментального образца. Резонансная частота диафрагмы соответствует центральной частоте полосы пропускания фильтра, а частота полного отражения смещена в область высоких частот. Аналогично, на рис. 6 представлена АЧХ пары внутренних резонаторов эквивалентной схемы. Для обеспечения двух различных резонансов в одной диафрагме предложено использовать L-образные гребни различной геометрии вместо симметричных. Рисунок 6 демонстрирует наличие двух нулей коэффициента передачи с заданной полосой пропускания между ними.

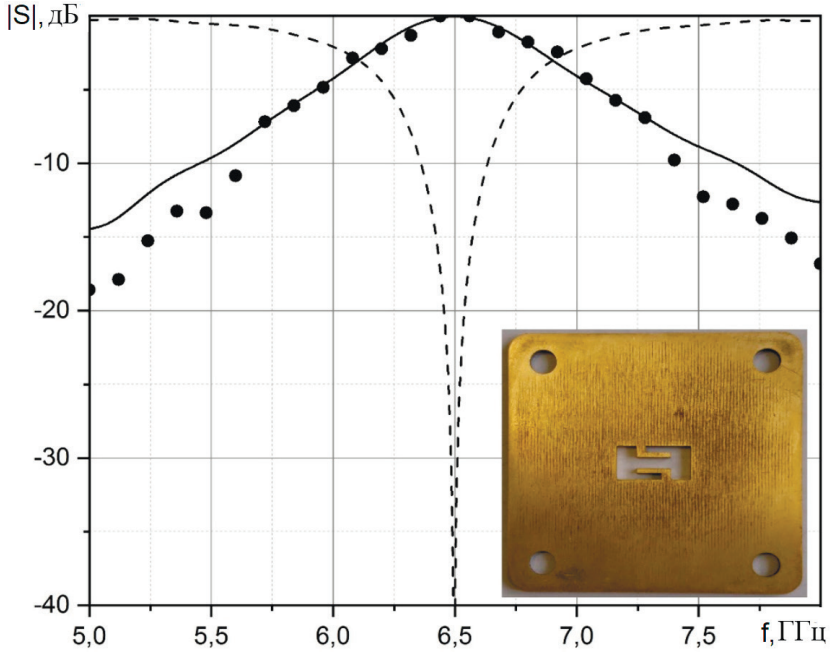


Рис. 5. *Амплитудно-частотная характеристика центральной резонансной диафрагмы фильтра.*

Для построения волноводного фильтра синтезированные резонансные диафрагмы размещаются последовательно и соединяются четвертьволновыми отрезками регулярного волновода. Поскольку диафрагмы обладают конечной толщиной, то длины четвертьволновых инверторов оказываются несколько меньше четверти рабочей длины волны в волноводе. Оптимизированные значения составили соответственно 12.3 и 14.7 мм. Окончательно, результаты синтеза волноводного полосно-пропускающего фильтра представлены на рис. 7 совместно с результатами эксперимента. Общая длина фильтра составила 64 мм или 1.4 рабочей длины волны, что говорит о его компактности. Разработанный волноводный фильтр можно отнести к разряду квазиэллиптических. Асимметрия в АЧХ фильтра объясняется асимметрией АЧХ одиночных диафрагм, входящих в его состав, и являющейся их собственным физическим свойством.

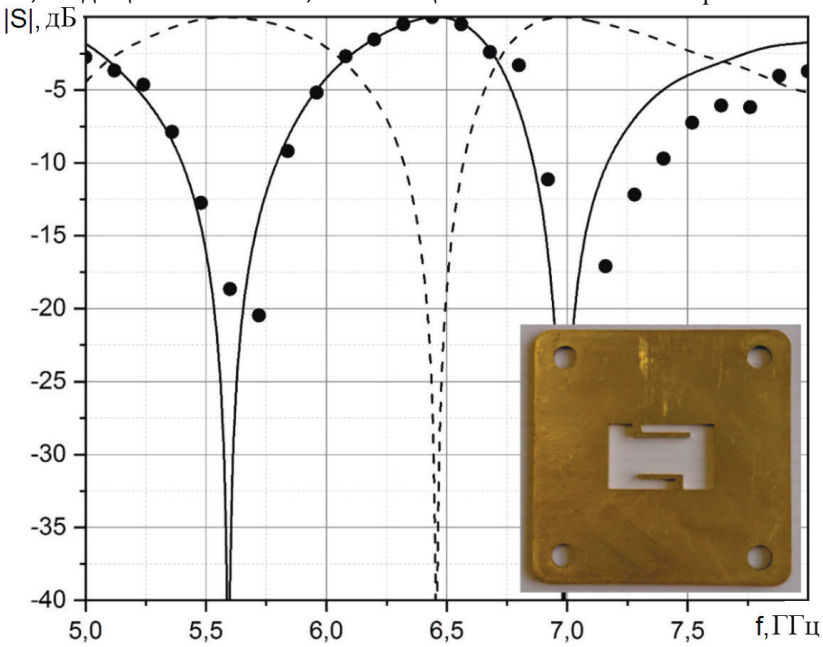


Рис. 6. *Амплитудно-частотная характеристика внутренней резонансной диафрагмы фильтра.*

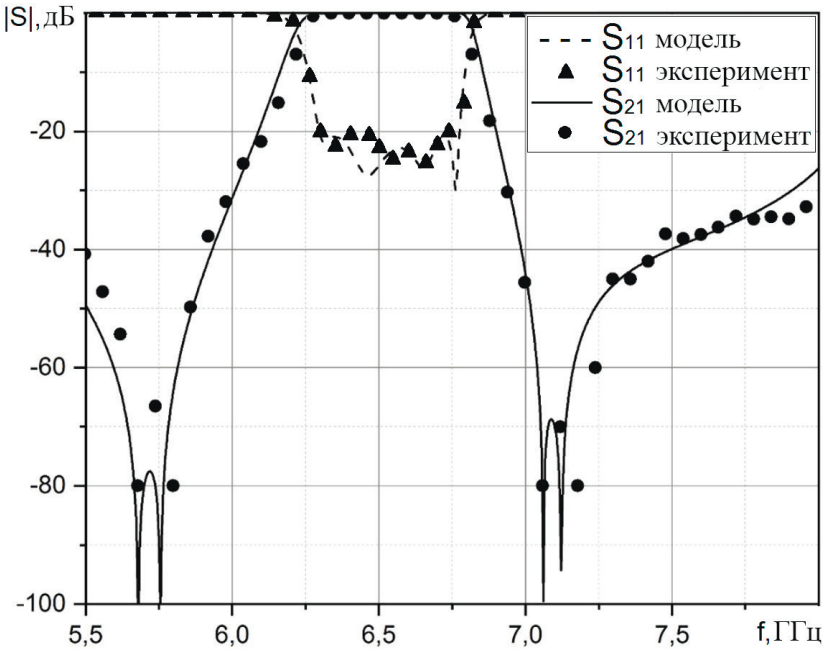


Рис. 7. *Амплитудно-частотная характеристика квазиэллиптического фильтра пятого порядка.*

В результате уровень затухания в полосе заграждения фильтра в области высоких частот оказывается несколько хуже, чем в области низких частот. Однако уже для пятого порядка фильтра минимальное затухание в полосе заграждения составило 30 дБ, а измеренные потери в полосе пропускания –0.25 дБ. Элементы изготовленного фильтра прототипа представлен на рис. 8, а фильтр в сборке на рис. 9.

Заключение

Представленные результаты демонстрируют возможность использования плоско-поперечных резонансных металлических диафрагм с апертурой в виде прямоугольного окна с двумя L-образными гребнями в качестве последовательных и параллельных резонаторов при синтезе волноводных эллиптических фильтров. Предложенный алгоритм синтеза позволяет проектировать компактные и простые в производстве и эксплуатации устройства. Так, для прямоугольного волновода WR137 разработанный квазиэллиптический фильтр пятого порядка с центральной частотой 6.5 ГГц имеет длину всего 64 мм, что более чем в два раза короче стандартного волноводного фильтра того же порядка на объемных резонаторах.

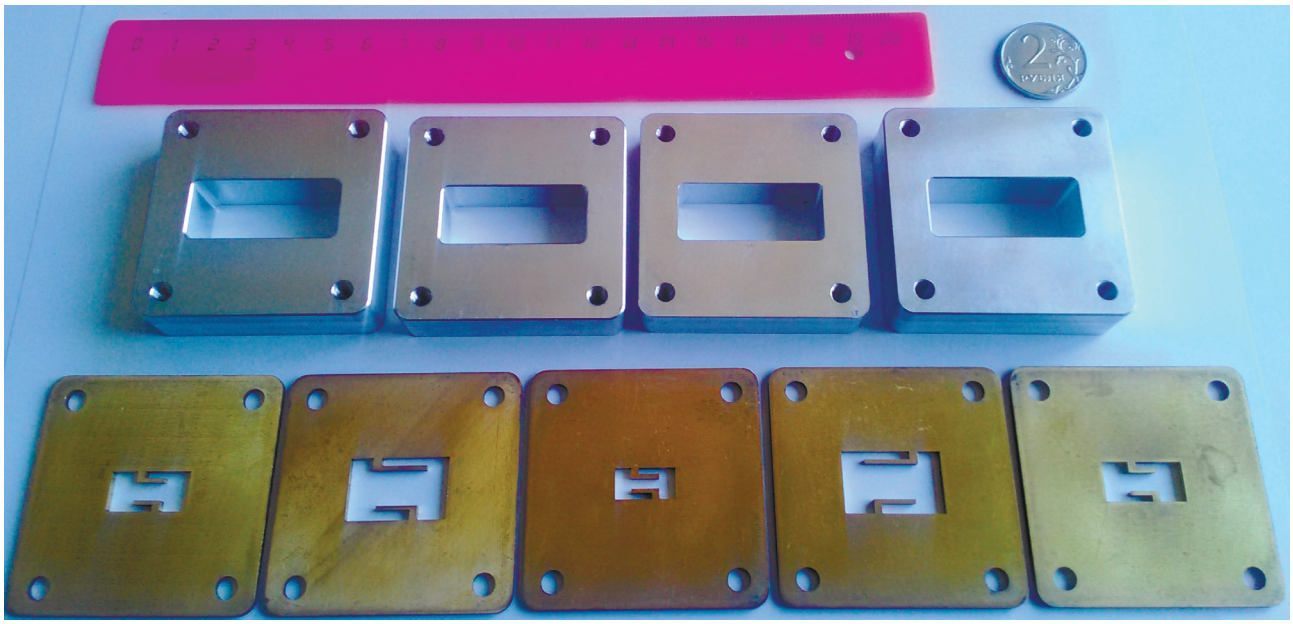


Рис. 8. *Компоненты изготовленного квазиэллиптического фильтра пятого порядка.*

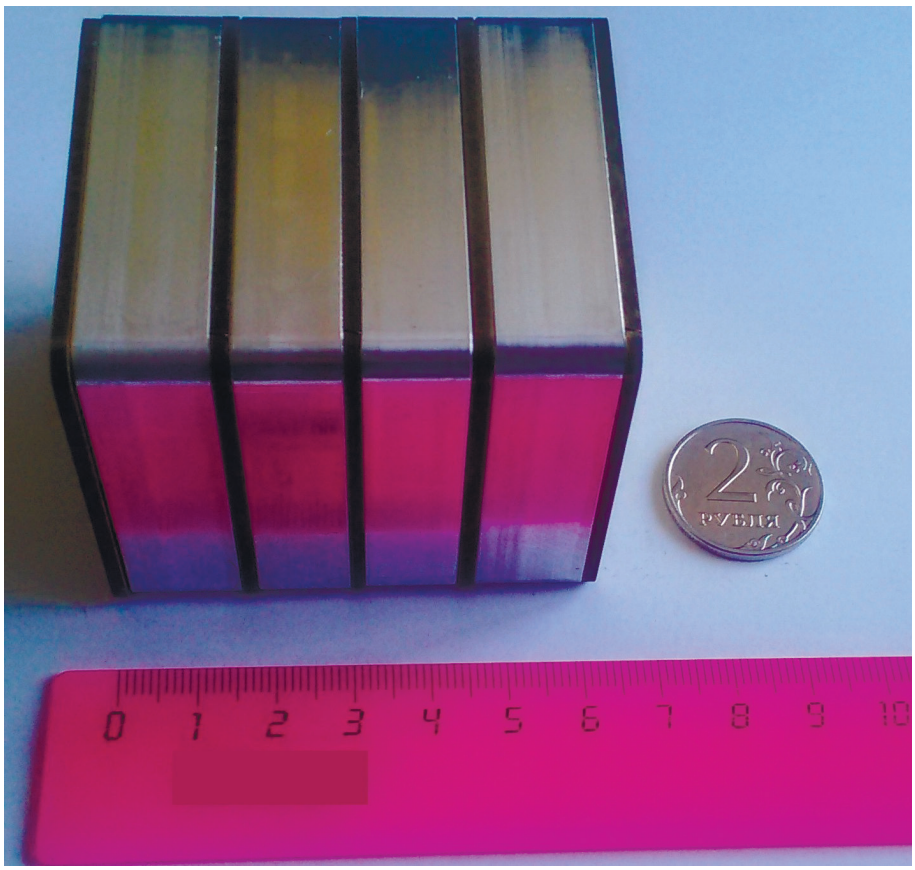


Рис. 9. *Изготовленный квазиэллиптический фильтр пятого порядка в сборке.*

Список литературы

1. *Маттей Д.* Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи: в 2 т. Т. 1–2 / Маттей Д., Янг Л., Джонс К. М.: Связь, 1972. 495с.
2. *Габриэльян Д. Д.* Вычислительные методы прикладной электродинамики / Габриэльян Д. Д., Заргано Г. Ф., Земляков В. В. *и др.* М.: Радиотехника, 2009. 160 с.
3. *Zhu, L., Mansour, R.R., and Yu, M.* Compact Waveguide Dual-Band Filters and Diplexers // IEEE T. Microwave Theory and Techniques. 2017. No. 65(5). P. 1525–1533.
4. *Ding, J.Q., Shi, S.C., Zhou, K., Zhao, Y., Liu, D., and Wu, W.* WR-3 Band Quasi-Elliptical Waveguide Filters Using Higher Order Mode Resonances // IEEE T. Terahertz Science and Technology. 2017. No. 7(3). P. 302–309.
5. *Zhang, Q., Lu, Y.* Design of Wide-Band Pseudo-Elliptic Waveguide Filters With Cavity-Backed Inverters // IEEE Microwave and Wireless Components Letter. 2010. No. 20(11). P. 604–606.
6. *Bastioli, S., Marcaccioli, L., and Sorrentino, R.* Waveguide Pseudoelliptic Filters Using Slant and Transverse Rectangular Ridge Resonators // IEEE T. Microwave Theory and Technique. 2008. No. 56(12). P. 3129–3136.
7. *Carceller, C., Soto, P., Boria, V., and Guglielmi, M.* Capacitive Obstacle Realizing Multiple Transmission Zeros for In-Line Rectangular Waveguide Filters // IEEE Microwave and Wireless Components Letters. 2016. No. 26(10). P. 795–797.
8. *Stefanovski Pajovi´c, L.J., Potrebi´c, M.M., Toši´c, D.V., and Cvetkovi´c, Z.Z.* Fabrication parameters affecting implementation of waveguide bandpass filter with complementary split-ring resonators // J. Computational Electronics. 2016. No. 15. P. 1462–1472.
9. *Mrvi´c, M.V., Potrebi´c, M.M., and Toši´c, D.V.* Compact H-plane dual-band bandstop waveguide filter // J. Computational Electronics. 2017. No. 16. P. 939–951.
10. *ul Haq, T., Khan, M.F., and Siddiqui, O.F.* Design and implementation of waveguide bandpass filter using complementary metaresonator // Appl. Phys. A. 2016. No. 122(1). P. 34–38.
11. *Kehn, M.N.M., Quevedo-Teruel, O., and Rajo Iglesias, E.* Split-ring resonators loaded waveguides with multiple stopbands // Electronic Lett. 2008. No. 44(12). P. 714.
12. *Bassirian Jahromi, P., Rashed-Mohassel, J.* Deformed omega resonator and its application to microwave filter // Microwave Opt. Technology Lett. 2015. No. 57(6). P. 1447–1451
13. *Fallahzadeh, S., Bahrami, H., and Tayarani, M.* Very compact bandstop waveguide filters using split-ring resonators and perturbed quarterwave transformers // Electromagnetics. 2010. No. 30(5). P. 482–490.
14. *Kirilenko, A.A., Rud, L.A.,* and Senkevich, S. Spectral Approach to the Synthesis of Bandstop Filters // IEEE Trans. Microwave Theory and Technique. 1994. No. 42(7). P. 1387–1392.
15. *Zemlyakov, V., Krutiev, S., Tyaglov, M.,* and Shevchenko, V. A design of waveguide elliptic filter based on resonant diaphragms with a complex aperture // International Journal of Circuit Theory and Applications. 2019. No. 47. P. 55–64.
16. *Земляков В. В., Заргано Г. Ф.* Электродинамический анализ проводимости резонансной волноводной плоскопоперечной диафрагмы со сложной апертурой // Известия высших учебных заведений — Радиофизика. 2015. № 7. С. 560–566.
17. *Крутиев С. В., Земляков В. В., Заргано Г. Ф.* Волноводный полосно-пропускающий фильтр на сложных резонансных диафрагмах // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. № 12. С. 1231.

Поступила 15 февраля 2019.

WAVEGUIDE QUASI-ELLIPTIC FILTER ON COMPLEX RESONANT DIAPHRAGMS

G.F. ZARGANO, V.V. ZEMLYAKOV, S.V. KRUTIEV, AND A.B. KLESCHENKOV

doi:

Waveguide filters are widely used in communication systems, especially in centimeter and millimeter wavelength ranges due to low losses and high transmitted power. The main disadvantage of waveguide filters is their large size and weight, mainly due to the use of volume resonators. This problem can be solved, for example, using thin transverse resonators instead of volume elements, realized most often by thin metal resonant diaphragms.

To increase the selectivity of band-pass filters, it is most preferable to use filters with an elliptic characteristic containing zeros in the transmission characteristic. The appearance of transmission zeros can be achieved by using diaphragms with resonance of total reflection. Such diaphragms are realized either by means of several rectangular windows in one transverse metal diaphragm, or by means of a single window with a complex contour.

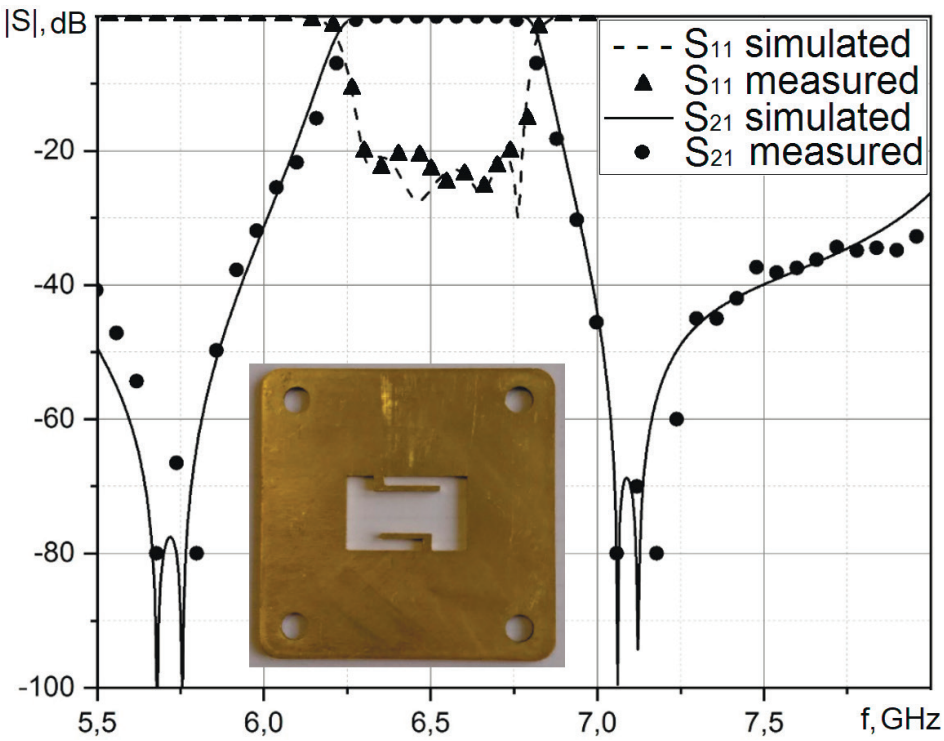


Fig. 10. *Amplitude-frequency characteristic of a fifth-order quasi-elliptic filter.*

In the paper we propose a new waveguide band-pass quasi-elliptical filter. The filter resonators are realized in the form of thin metal transverse resonant diaphragms with an aperture in the form of rectangular window with two L-shaped ridges. It is shown that the amplitude-frequency characteristic of such complex diaphragm has both total transmission and total reflection resonances. An equivalent electrical circuit of the fifth order elliptic filter is constructed and computer simulation of diaphragms satisfying the amplitude-frequency characteristics of each resonator is carried out. The results of synthesis of compact quasi-elliptic filter for a rectangular waveguide WR137 with a central frequency of 6.5 GHz and a bandwidth of 7.5% are presented. The total length of the filter is 62 mm.

Уважаемые читатели!

Подписка на журнал оформляется через подписное агентство «Книга-Сервис» и объединенный каталог «Пресса России» (подписной индекс **29196**)

Журнал включен:

- В ***Российский индекс научного цитирования*** (***РИНЦ***).
- В базу данных ***Russian Science Citation Index*** (***RSCI***) на платформе ***Web of Science.***
- В ***Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук.***

РУБРИКИ ЖУРНАЛА

Обзоры
Reviews

Математическое моделирование физических процессов
Mathematical Modeling of Physical Processes

Приборы и методы быстропротекающих физических процессов
Devices and Methods of Fast-Proceeding Physical Processes

Приборы и методы оценки погрешности физических величин
Devices and Methods of an Assessment of an Error of Physical Values

Приборы и методы физики и техники СВЧ диапазона
Microwave Range Devices and Methods of Physics and Techniques

Приборы и методы измерений в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах
Devices and Methods of Measurements in Millimeter and Submillimeter Ranges

Лазерная физика и техника
Laser Physics and Technique

Приборы и методы дистанционного зондирования
Devices and Methods of Remote Sensing

Радиолокационные средства и системы
Radars and Systems

Физические основы приборов и устройств метрологии
Physical Bases of Metrology Instruments and Devices

Проблемы оптического приборостроения на основе метаматериалов
Problems of Optical Instrumentation on the Basis of Metamaterials

Проблемы обработки сигналов и изображений в акустооптике и радиофизике
Problems of Signal and Image Processing in Acousto-Optics and Radiophysics

Проблемы атомной науки и техники
Problems of Atomic Science and Technology

Информационно-измерительные системы
Information-Measuring System

Методы радиолокационных и радиометрических измерений
Methods of Radar and Radiometric Measurements

Физические основы космического приборостроения
Physical Bases of Space Instrumentation

Физические основы приборостроения для биологии и медицины
Physical Bases of Instrumentation for Biology and Medicine

Методы высокоточных измерений и воспроизведения физических величин
Methods of High-Precision Measurements and Reproduction of Physical Values

Приборы и методы экспериментальной физики
The devices and methods of experimental physics

Физические основы приборов и устройств
Physical Bases of Instruments and Devices

Приборы и устройства
Instruments and Devices

Оптические материалы и технологии
Optical Materials and Technologies

Спектральные методы и устройства
Spectral Methods and Devices

Акустооптические и оптоакустические методы и устройства
Acousto-optic and Opto-Acoustic Methods and Devices

Физика плазмы в приборостроении
Plasma Physics in Instrumentation

Физика и техника плазмы
Physics and Technique of Plasma

Новые математические и физические методы
New Mathematical and Physical Methods

R-функции, атомарные функции, вейвлеты, фракталы и хаос в физике и технике
R-functions, Atomic Functions, Wavelets, Fractals, and Chaos in Physics and Engineering

Электродинамика искусственных сред и структур
Electrodynamics of Artificial Materials and Structures

Электродинамика низко и высокотемпературных сверхпроводящих структур
Electrodynamics of Low- and High-Temperature Superconducting Structures

Новости науки
Science News

Краткие сообщения
Brief Communications

Памятные даты
Memorable Dates

Наши юбиляры
Our Hero of the Day

В помощь экспериментатору
To Help the Experimenter

Информация
Information

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ РУКОПИСЕЙ, НАПРАВЛЯЕМЫХ В РЕДАКЦИЮ ЖУРНАЛА

«ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ»

1. К публикации принимаются оригинальные работы, не предназначенные для публикации в других изданиях.
2. Необходимы следующие материалы:
   - сопроводительное письмо,
   - акт экспертизы,
   - соответствующий индекс универсальной десятичной классификации (УДК) литературы,
   - название на русском и английском языках,
   - фамилии и инициалы авторов на русском и английском языках (фамилии следуют в алфавитном порядке),
   - аннотацию на русском и английском языках,
   - ключевые слова на русском и английском языках,
   - краткое содержание статьи (реферат) на русском и английском языках объёмом 1–2 с,
   - текст статьи вместе с рисунками и таблицами,
   - список литературы в соответствии с ГОСТ Р 7.0.5-2008,
   - краткие сведения об авторах, включающие контактный телефон, фамилию, имя, отчество (полностью), ученую степень (звание), место работы, служебные и домашние адреса авторов с обязательным указанием почтового индекса и номеров телефонов, адрес электронной почты (на отдельной странице на русском и английском языках).
3. Статья представляется в виде файлов формата **MS Word 97-2003** (***.doc**) и одного экземпляра распечатки с полуторным межстрочным интервалом. Файлы могут быть записаны на оптический (CD, DVD) носитель, а также высланы по электронной почте редакции. Статья должна иметь сквозную нумерацию.
4. При наборе текста используются стандартный True Type шрифт — Times New Roman. Устанавливаемый размер бумаги — А4 (210×297 мм).
5. Формульные выражения, а также отдельные символы выполняются исключительно в редакторе формул **MathType**.
6. Иллюстрации выполняют в виде **графических файлов** (цветных/черно-белых) в **растровом** (*.tiff **с сжатием без потери качества** (LZW) или *.png) или **векторном** формате. Разрешение изображений длолжно быть не хуже **300 dpi** и шириной не менее 8 см (абсолютные размеры изображения **не менее 1000×1000 точек**). Все иллюстрации сопровождаются подрисуночными подписями (не повторяющими фразы-ссылки на рисунки в тексте), включающими в себя номер, название и при необходимости условные обозначения.

   Рисунки должны соответствовать следующими требованиями:
   - буквенные и цифровые обозначения на рисунках по **начертанию** и **размеру** должны соответствовать обозначениям в тексте статьи,
   - текстовая информация и условные обозначения выносятся из рисунка в текст статьи или подрисуночные подписи,
   - для оформления рисунков **не допускается применять средства рисования Word**, а также таблицы. Режим обтекания только «в тексте» с выравниванием по центру.

   Иллюстрации должны быть включены в текст, а также представлены отдельными графическими файлами.

7. Термины, определения и единицы физических величин должны соответствовать действующим ГОСТ.
8. В формулах латинские буквы следует набирать курсивом, а цифры, греческие строчные и прописные символы прямо. Векторы и матрицы следует набирать прямыми жирным шрифтом; «exp(·)» в значении экспоненты набирать прямым светлым шрифтом. В индексах сокращения от русских и английских слов следует набирать прямым шрифтом.
9. Формулы нумеруются в круглых скобках (например, (2)), литературные ссылки в прямых — [2], подстрочные замечания оформляются сноской.
10. На последней странице рукописи должны быть подписи всех авторов.
11. Редакция не ставит в известность авторов об изменениях и сокращениях рукописи, имеющих редакционный характер и не затрагивающих принципиальных вопросов.
12. Рукописи, в которых не соблюдены данные требования, возвращаются авторам без рассмотрения.
13. Редакция оставляет за собой право использовать наиболее интересные статьи в периодических тематических сборниках библиотек журнала. Предоставление редакции рукописи является подтверждением согласия автора на указанное выше использование его произведения.
14. Авторы статей несут ответственность за полноту и достоверность цитируемой в них литературы, а также за публикацию заимствованного материала без ссылки на источник.
15. За достоверность сведений, изложенных в публикациях, редакция и издатель ответственности не несут.
16. За публикацию материалов, содержащих закрытые сведения, авторы несут персональную ответственность на основании действующих законодательных актов.
17. Итоговое решение об одобрении или отклонении представленного в редакцию материала принимается редакционной коллегией и является окончательным.

E-mail: info@jfop.ru, http://www.jfop.ru

12-я Международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации»

13 — 16 октября 2019, Москва

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: академик РАН Пустовойт Владислав Иванович
Сопредседатель: д.ф.-м.н., проф. Кравченко Виктор Филиппович

Члены программного комитета:

доцент Анциперов В.Е. (Россия), проф. Боголюбов А.Н. (Россия), проф. Волосюк В.А. (Украина), академик РАН Гуляев Ю.В. (Россия), проф. Денг Х. (Deng Hai, США), проф. Пономарев В.И. (Мексика), академик РАН Федоров И.Б. (Россия)

E-mail: expo@ntcup.ru

WEB: http://armimp.ru/a2019/

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: академик РАН Пустовойт Владислав Иванович
Сопредседатель: д.ф.-м.н., проф. Кравченко Виктор Филиппович

Члены организационного комитета:

проф. Булатов М.Ф. (Россия), проф. Горбунов Ю.Н. (Россия), проф. Забелин А.Г. (Россия), проф. Кутуза Б.Г. (Россия), проф. Морозов А.Н. (Россия), д.т.н. Павликов В.В. (Украина), проф. Панич А.Е. (Россия), д.ф.-м.н. Прилуцкий А.А. (Россия), доцент Самсонов Г.А. (Россия), д.ф.-м.н. Татаренко Н.И. (Россия), к.ф.-м.н. Чуриков Д.В. (Россия), проф. Эктор Перес Меана (Hector Perez Meana, Мексика).

ОРГАНИЗАТОРЫ:

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Московская финансово-юридическая академия (МФЮА),
Московский информационно-технологический университет,
РНТОРЭС им. А.С. Попова, Российская секция IEEE,
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Владимирский государственный университет.

Конференция будет проходить с 13 по 16 октября 2019 года на базе Московской финансово-юридической академии (МФЮА, г. Москва, ул. Введенского, 1А).
Открытие конференции 14 октября (понедельник) в 10 часов.

При регистрации докладчики получат компакт-диск с материалами Конференции и программу (которые также будут доступны на официальном сайте Конференции).
Регистрация: 14 октября с 9:00 до 12 часов.
Сборник Трудов конференции размещается в РИНЦ, а также ему присваивается номер DOI.

Важные даты:
Представление материалов: до 16 августа 2019 г. (на сайте **http://armimp.ru/paper/**)
Извещение о приеме доклада в программу, начиная с 2 сентября 2019 г.

Размер Целевого взноса:

- Минимальный взнос — 1500 рублей (Опубликование доклада).
- Полный взнос — 2500 рублей.
- Взнос для аспирантов без соавторов, имеющих ученые степени, отсутствует.

Программа конференции:

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

СЕКЦИЯ 1. Методы математического моделирования физических процессов в оптике и радиолокации. R-функции, атомарные функции, вейвлеты, фракталы и хаос

СЕКЦИЯ 2. Генерирование, излучение и распространение сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов

СЕКЦИЯ 3. Физические основы приборостроения, акустопотические методы и устройства, фурье-спектроскопия

Основные научные направления:

- генерирование и излучение сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов;
- прием, измерение и обработка сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов;
- распространение сверхширокополосных сигналов и сверхкоротких импульсов в природных средах;
- зондирование природных сред сверхширокополосными сигналами и сверхкороткими импульсами;
- миллиметровые и субмиллиметровые волны;
- методы математического моделирования физических процессов в оптике и радиолокации;
- методы решения некорректных задач в радиолокации и оптике;
- R-функции, атомарные функции, вейвлеты, фракталы и хаос;
- информационно-измерительные оптические и радиотехнические системы;
- сверхширокополосные хаотические сигналы в оптических и радиотехнических
- информационных системах;
- методы вычислительной томографии в оптике и радиолокации;
- лазерная физика и техника;
- сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики;
- акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки в биологии, медицине;
- физические основы приборостроения;
- космическое приборостроение;
- методы неразрушающего контроля;
- биомедицинская информатика.

Работа конференции будет проходить в залах, оборудованных мультимедийным проектором.
Формат презентаций **Power Point** и **Adobe PDF**.

ARMIMP-2019
http://armimp.ru/a2019/

ИНФОРМАЦИЯ

УВАЖАЕМЫЕ ЧИТАТЕЛИ, В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ «ТЕХНОСФЕРА» ВЫШЛИ МОНОГРАФИИ

Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В. *Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами.* ***М.: Техносфера, 2019. 182с.***

ISBN 978-5-94836-506-0

Под редакцией заслуженного деятеля науки РФ,
доктора физико-математических наук, профессора В.Ф. Кравченко

Аннотация
Монография посвящена исследованию, развитию и разработке методов анализа физических систем на основе теорий атомарных, R– и WA– систем функций, построению алгоритмов обработки и моделирования процессов дистанционного зондирования и радиоастрономии с целью улучшения физических характеристик передачи, восстановления и распознавания многомерных сигналов. Рассматриваются новые весовые функции (окна) и фильтры с конечной импульсной характеристикой на их основе, а также ортогональные и аналитические вейвлеты. Исследована обобщенная теорема отсчетов на основе атомарных функций и её частные случаи. Разработан алгоритм синтеза многомерных функций с произвольной геометрией опорной области. Предложено и обосновано обобщение функции неопределенности по времени и частоте применительно к анализу сложных зондирующих сигналов.
Книга предназначена для научных работников, аспирантов и студентов, работающих в области цифровой обработки сигналов применительно к современным задачам радиофизики и радиотехники.

Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. *Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники.* ***М.: Техносфера, 2018. 696с.***

ISBN 978-5-94836-518-3

Под редакцией заслуженного деятеля науки РФ,
доктора физико-математических наук, профессора В.Ф. Кравченко

Аннотация
В монографии изложены конструктивные методы алгебры логики, теория R-функций (функций В.Л. Рвачева), атомарных функций (АФ), вейвлетов, WA-систем функций и фракталов применительно к задачам современной физики и техники. Теория R-функций, содержащая в себе идеи булевой алгебры и аналитической геометрии, представляет собой универсальный математический аппарат, позволяющий в неявном виде получать уравнения границ областей произвольной геометрии. На основе этих уравнений осуществляется построение структур решения краевых задач в областях сложной формы, т.е. таких аналитических выражений, которые априори удовлетворяют заданным краевым условиям. Структуры решения зависят от неопределенных компонент, находящихся из условия минимизации функционала Ритца или одним из проекционных методов.
В главах 1–4 и приложениях описаны алгоритмы и приведены многочисленные примеры решения различных типов внешних и внутренних краевых задач электростатики и электродинамики в областях сложной формы. В главе 5 рассмотрено построение новых ортогональных вейвлетов Кравченко на основе атомарных функций. Глава 6 посвящена построению новых конструкций ортогональных вейвлетов на основе АФ $h_a(x)$. Обосновано обобщение функции неопределенности (ФН) по времени и частоте на основе семейства АФ применительно к цифровой обработке сигналов в антенных системах. Исследован новый класс аналитических вейвлетов Кравченко–Рвачева (АКР-вейвлетов). В главе 7 предложен и обоснован новый метод решения краевых задач для дифференциальных уравнений в частных производных эллиптического типа на основе R-функций и вейвлетов применительно к волноводам сложного поперечного сечения. В главе 8 и приложении к ней построен и обоснован новый класс фрактальных функций с учетом специфических свойств атомарных функций. Впервые получены новые синтезированные атомарно-фрактальные функции в комбинациях с классическими фрактальными функциями. Проведен численный эксперимент для одномерных, двумерных и кольцевых фрактальных антенных решеток.
Монография представляет интерес для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов радиофизических и радиотехнических специальностей, а также специалистов, работающих в области вычислительной математики и физики. Рукопись монографии Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. «Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники» была рассмотрена на заседании Ученого совета Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН 25 декабря 2015 года (выписка из протокола № 7) и рекомендована к опубликованию.
При оформлении обложки использована иллюстрация знаменитой шахматной партии (Р. Фишер — М. Тайманов, Ванкувер, 1971), комментарий см. на стр. 695.

мир
цифровой
обработки

В.Ф. КРАВЧЕНКО,
Д.В. ЧУРИКОВ

Цифровая обработка
сигналов атомарными
функциями и вейвлетами

КРАВЧЕНКО ВИКТОР ФИЛИППОВИЧ – ЗАСЛУЖЕННЫЙ ДЕЯТЕЛЬ НАУКИ РФ, Д.Ф.-М.Н., ПРОФЕССОР, ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ ИМ. В. А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН, НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН, МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ. Н.Э. БАУМАНА

ЧУРИКОВ ДМИТРИЙ ВИКТОРОВИЧ – К.Ф.-М. Н., ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ ИМ. В. А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН, НАУЧНО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ ЦЕНТР УНИКАЛЬНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ РАН, МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ) РОССИЙСКИЙ НОВЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

- ИССЛЕДОВАНИЕ, РАЗВИТИЕ И РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ АНАЛИЗА ФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ТЕОРИЙ АТОМАРНЫХ,
- R- И WA-СИСТЕМ ФУНКЦИЙ
- ПОСТРОЕНИЕ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ И МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ И РАДИОАСТРОНОМИИ В ЦЕЛЯХ УЛУЧШЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЕРЕДАЧИ
- ВОССТАНОВЛЕНИЯ И РАСПОЗНАВАНИЯ МНОГОМЕРНЫХ СИГНАЛОВ.

ISBN 978-5-94836-050
9 785948 365001
ТЕХНОСФЕРА

Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами

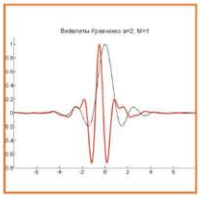
МИР цифровой обработки

XI ◆ 15

МИР цифровой обработки

В.Ф. КРАВЧЕНКО,
Д.В. ЧУРИКОВ

Цифровая обработка
сигналов атомарными
функциями и вейвлетами



ТЕХНОСФЕРА

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Московский государственный
технический университет
им. Н.Э. Баумана

Институт радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН

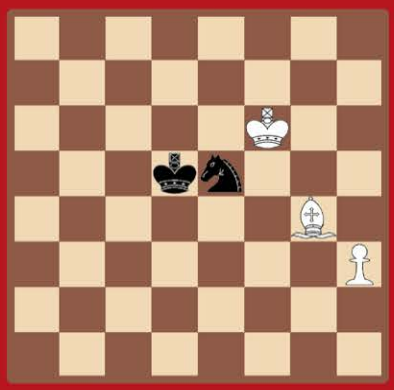
ISBN 978-5-94836-518-3
9 785948 365183
ТЕХНОСФЕРА

В.Ф. Кравченко
О.В. Кравченко

КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕТОДЫ АЛГЕБРЫ ЛОГИКИ, АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ, ВЕЙВЛЕТОВ, ФРАКТАЛОВ В ЗАДАЧАХ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ

В.Ф. Кравченко, О.В. Кравченко

КОНСТРУКТИВНЫЕ МЕТОДЫ АЛГЕБРЫ ЛОГИКИ, АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ, ВЕЙВЛЕТОВ, ФРАКТАЛОВ В ЗАДАЧАХ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ



ISSN 2225-4293

9 772225 429003 >

http://jfop.ru
http://dx.doi.org/10.25210/jfop-1901