

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«ПЕРМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

ФИЗИКА ДЛЯ ПЕРМСКОГО КРАЯ

*Материалы
региональной научно-практической конференции
студентов, аспирантов и молодых ученых*

Выпуск 13



Пермь 2020

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)
Ф503

Физика для Пермского края [Электронный ресурс] : материалы региональной науч.-практ. конференции студентов, аспирантов и молодых ученых / под общ. ред. Н. Н. Картавых ; Пермский государственный национальный исследовательский университет. – Электронные данные. – Пермь, 2020. – Вып. 13. – 30,5 Мб ; 340 с. – Режим доступа: <http://www.psu.ru/files/docs/science/books/sborniki/fizika-v-permskom-krae-2020.pdf>. – Заглавие с экрана.

ISBN 978-5-7944-3518-4 (вып. 13)
ISBN 978-5-7944-1699-2

В данном сборнике представлены материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, проходившей на базе Пермского государственного национального исследовательского университета с 15 по 30 апреля 2020 г. Традиционно в конференции принимали участие не только представители вузов и научных учреждений Пермского края, но и работники наукоемких промышленных предприятий региона.

Тематика сборника охватывает широкий спектр актуальных исследований в области физической гидродинамики, физики твердого тела, перспективных материалов и технологий, физики мягких конденсированных сред, радиофизики и электроники, информационных технологий, методов и средств защиты информации.

Издание предназначено для научных работников, аспирантов и студентов естественнонаучных специальностей вузов.

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)

*Издается по решению ученого совета физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского университета*

ISBN 978-5-7944-3518-4 (вып. 13)
ISBN 978-5-7944-1699-2

© ПГНИУ, 2020

ОРГАНИЗАТОРЫ

Физический факультет Пермского государственного национального исследовательского университета.

Председатель конференции

Гаврилов К. А. – к. ф.-м. н., декан физического факультета Пермского государственного национального исследовательского университета.

Члены оргкомитета

Бабушкин И. А. – к. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой общей физики;

Волынцев А. Б. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой нанотехнологий и микросистемной техники;

Демин В. А. – д. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой теоретической физики;

Лунегов И. В. – к. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой радиоэлектроники и защиты информации;

Макаров Д. В. – к. ф.-м. н., доцент, зав. кафедрой физики фазовых переходов;

Машкин С. В. – к. т. ф., доцент кафедры радиоэлектроники и защиты информации.

Ученый секретарь конференции

Картавых Н. Н. – к. ф.-м. н., зам. декана физического факультета по научной работе.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Кожевников В. С., Волынцев А. Б.</i> Разработка технологии формирования клеевой микролинзы для ввода излучения в интегрально-оптическое устройство.....	8
<i>Коняев А. В., Пономарёв Р. С.</i> Синтез углеродных нанооболочек	11
<i>Ладыжец Е. А., Пономарев Р. С., Медведева Н. А.</i> Особенности полимеризации оптического клея при сборке фотонных интегральных схем.....	16
<i>Малькова А. А., Козлов А. А.</i> Создание волноводных структур на основе оксида алюминия.....	22
<i>Чернов Р. Ю., Сосунов А. В., Пономарев Р. С.</i> Исследование коротковременного дрейфа рабочей точки оптических модуляторов на основе ниобата лития с восстановленной структурой.....	28
<i>Чувызгалов А. А., Гилев Д. Г., Вьюжанина Е. А., Волынцев А. Б.</i> Исследование объемных резонаторов как чувствительного элемента датчика угловой скорости.....	32
<i>Чуракова А. И., Семенова О. Р.</i> Временная стабильность протонно-обменных фаз, сформированных на поверхности монокристалла ниобата лития.....	38
<i>Ветрова Е. В., Смородин Б. Л.</i> Влияние нагрева на электроконвективные бегущие волны в слабопроводящей жидкости при наличии инъекции.....	44
<i>Жужин И. В.</i> Сравнение методов измерения толщины жидкокристаллической ячейки.....	50
<i>Зайкова А. А., Картавых Н. Н.</i> Поведение слабопроводящей жидкости при подогреве снизу в негармоническом электрическом поле.....	54
<i>Казанцев П. Н., Краузин П. В.</i> Применение базиса векторных сферических функций для определения критических чисел Рэлея термомагнитной конвекции в шаровой полости.....	60
<i>Каримов А. А., Гилев В. Г.</i> Экспериментальное исследование фазовых переходов в лиотропном жидком кристалле.....	66
<i>Косков М. А., Пиеничников А. Ф.</i> Конвекция несжимаемой жидкости в замкнутом контуре при отдаче тепла в воздух.....	72
<i>Михайлов А. П., Кузнецов А. А.</i> Ориентационное упорядочение в микрообъеме дипольной жидкости.....	78
<i>Осмоловский Н. В., Ильин В. А.</i> Многомодовая модель электроконвекции слабопроводящей жидкости.....	84

<i>Пешков Е. А., Краузин П. В.</i> Влияние длины седиментации на время установления равновесного распределения концентрации коллоидных частиц в шаровой полости.....	88
<i>Плотников А. А., Поперечный И. С.</i> Продольное намагничивание антиферромагнетиков: роль спонтанного магнитного момента.....	94
<i>Полушкина М. А., Макаров Д. В.</i> Спиральная структура феррохолестерика в осциллирующем магнитном поле.....	100
<i>Рогозина А. С., Поперечный И. С.</i> Вращение феррочастицы в вязкой среде: влияние линейно поляризованного поля.....	106
<i>Уткин М. А., Макаров Д. В.</i> Флексоэлектрический эффект в ориентационном переходе холестерического жидкого кристалла.....	111
<i>Филимонов А. В., Краузин П. В.</i> Установление равновесного распределения концентрации коллоидных частиц в горизонтальном цилиндре кругового сечения (приближение большой седиментационной длины).....	117
<i>Халилов Т. И., Макаров Д. В.</i> Точные решения для критических параметров ферронематика в теории Ландау-де Жена.....	122
<i>Ханнанов Р. Р., Петров Д. А.</i> Магнитоориентационный отклик ферронематика с учётом преднаклона молекул жидкого кристалла на поверхности феррочастиц.....	127
<i>Хвостанцев М. Н., Петров Д. А.</i> Статистическая теория жидкокристаллических суспензий ферромагнитных углеродных нанотрубок.....	131
<i>Чупеев И. А., Петров Д. А.</i> Ориентационные переходы в жидкокристаллических суспензиях углеродных нанотрубок с бистабильным сцеплением коллоидных частиц с матрицей.....	136
<i>Володин И. В.</i> Влияние продольных вибраций на пульсационные поля длинноволновой конвекции Марангони в тонкой пленке.....	142
<i>Галицын О. В.</i> Моделирование неизотермической двухфазной задачи с учетом термокапиллярного эффекта в вычислительном пакете openFoam.....	147
<i>Голубчиков Е. А., Циберкин К. Б.</i> Волны намагниченности в парамагнитной сплошной среде.....	152
<i>Демина Т. В., Демин В. А.</i> Производство энтропии как интегральная характеристика конвективных течений.....	157
<i>Демин В. А., Петухов М. И., Шмыров А. В., Шмырова А. И.</i> Динамика закрытия окна в пленке нерастворимого сурфактанта на поверхности жидкости.....	164

<i>Колупаев В. С.</i> Колебания капли на неоднородной подложке с учётом движения линии контакта под действием осесимметричных вибраций	170
<i>Струнина Я. Ю., Циберкин К. Б.</i> Магнетизм димерных систем со случайным обменным взаимодействием.....	176
<i>Хабин М. Р., Марышев Б. С.</i> Идентификация параметров макроскопической модели по статистическим данным на примере моделирования транспорта в пористой среде.....	182
<i>Черноусов А. Г.</i> Собственные колебания полусферической капли на неоднородной подложке.....	188
<i>Буркова Е. Н., Фролова А. Ю.</i> Исследование седиментации магнитной жидкости с погруженными телами различной формы.....	194
<i>Гончаров М. М., Кондрашов А. Н., Оглезнев А. А.</i> Отработка методов определения утечек из высокотемпературных трубопроводов.....	200
<i>Козлов М. В., Рыбкин К. А., Кучинский М. О.</i> Динамика парогазовых пузырьков вблизи твердых поверхностей в солевых растворах при дегазации.....	206
<i>Кугаевская А. А., Рыбкин К. А., Фатталов О. О., Любимова Т. П.</i> Экспериментальное исследование динамики пузырьков возникающих в жидкости под действием ультразвука, вблизи твердых поверхностей..	211
<i>Кучинский М. О., Рыбкин К. А., Фатталов О. О., Любимова Т. П.</i> Визуализация акустических течений от 20 кГц источника ультразвука....	215
<i>Сафарян К. А., Кондрашов А. Н.</i> Оптимизация режимов работы малогабаритной установки получения синтез-газа.....	219
<i>Фатталов О. О., Любимова Т. П., Рыбкин К. А., Лунегов И. В., Кучинский М. О.</i> Экспериментальное исследование воздействия кавитационных пузырьков на поверхность кварца.....	225
<i>Белых Н. Н., Манцуоров А. В.</i> Разработка индукционного преобразователя расхода жидкости с использованием синхронного детектирования.....	230
<i>Вяткин М. В., Манцуоров А. В.</i> Цифровой генератор прямого синтеза...	236
<i>Вяткина Е. В., Ажеганов А. С.</i> Наблюдение ЯМР в ферромагнитном никеле.....	242
<i>Киселев П. Н., Кель О. Л., Вольхин И. Л.</i> Исследование параметров оптических разветвителей.....	249
<i>Лунегов И. В., Закирова А. Т.</i> Защита авторских прав на видео с помощью внедрения цифровых водяных знаков.....	255

<i>Лунегов И. В., Маматова А. А., Середин В. В., Федоров М. В.</i> Фазовый контраст при исследовании глин методами атомно-силовой микроскопии.....	260
<i>Лунегов И. В., Мутовин О. Д.</i> Исследования уязвимостей алгоритма Куттера-Джордана-Боссена.....	265
<i>Палкин А. Д., Манищуров А. В.</i> Цифровой генератор прямоугольных импульсов.....	270
<i>Сорокин А. И., Золотарев И. В.</i> Вычисление дебита добывающих скважин косвенным методом.....	275
<i>Устюгов М. В., Манищуров А. В.</i> Разработка двухканального цифрового фотоплетизмографа для оценки состояния сердечно-сосудистой системы человека.....	281
<i>Горяева И. А., Скляренко М. С., Широков А. А.</i> Применение методов низкочастотной фильтрации для улучшения точностных характеристик угломерной аппаратуры спутниковой навигации.....	287
<i>Жужгов М. В., Огурецкая А. И., Селетков И. П.</i> Использование сервера NATS для обмена сообщениями между компонентами информационных систем.....	293
<i>Жужгов М. В., Огурецкая А. И., Селетков И. П.</i> Подключение к серверу NATS для обмена сообщениями между компонентами в различных информационных системах.....	299
<i>Каплан А. В., Селетков И. П.</i> Мобильный клиент для информационной системы управления строительными объектами.....	305
<i>Лопаев В. С., Ощепков С. Ю., Карпов С. Б.</i> О подключении теплоэнергоконтроллера ИМ2300 к сети интернета вещей.....	311
<i>Мельников М. Д., Селетков И. П.</i> Методическое обеспечение лабораторной работы по теме «Прерывания» по дисциплине «Архитектура ЭВМ».....	316
<i>Третьяков Д. А., Коротаев В. Е., Гладких Е. А., Шардаков П. С., Селетков И. П.</i> Аудио-социальная сеть.....	322
<i>Фролов К. В., Селетков И. П.</i> Агрегатор новостей для страницы в социальной сети «ВКонтакте».....	328
<i>Фролов К. В., Селетков И. П.</i> Анализ инструментов подготовки текста для обучения нейронной сети.....	334

РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ФОРМИРОВАНИЯ КЛЕЕВОЙ МИКРОЛИНЗЫ ДЛЯ ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО

В. С. Кожевников, А. Б. Волынцев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлена разработка технологии создания дешевых клеевых микролинз, позволяющих фокусировать излучение, выходящее из оптического волокна в точку диаметром 3 мкм.

Ключевые слова: волоконный световод; волоконная линза; ввод излучения; оптический клей

DEVELOPMENT OF TECHNOLOGY FOR FORMING A GLUE MICROLENS FOR ENTERING RADIATION INTO AN INTEGRATED OPTICAL DEVICE

V. S. Kozhevnikov, A. B. Volyntsev

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper presents the development of a technology for creating cheap adhesive microlens that allow focusing radiation coming out of an optical fiber to a point with a diameter of 3 microns.

Keywords: fiber optical waveguide; a fiber lens; the input radiation; optical adhesive

Телекоммуникационная отрасль требует повышения плотности передачи данных и применения фотонных интегральных схем с большой плотностью элементов и малыми задержками. Наиболее перспективным направлением для достижения этой цели является кремниевая фотоника, позволяющая создавать интегральные схемы с высокой плотностью элементов за счет малого диаметра волноводов и их высокого контраста. Однако применение волноводов малого диаметра ведет к необходимости использования специальных элементов ввода-вывода излучения, к которым относятся волоконные линзы. Линзы изготавливаются несколькими разными способами: путем микрополировки торца волокна, с помощью химического травления или электродугового оплавления [1].

Нами предложен способ формирования линзы на торце волокна при помощи нанесения микроскопической капли оптического клея и её отверждения до твердого стеклообразного состояния с помощью ультрафиолетового облучения. Дополнительно предложено подвергать микролинзу воздействию вибрации для тонкой настройки ее формы и ускорения исследования ее параметров.

Для формирования необходимой геометрии капельных микролинз впервые применяется подход, основанный на применении микровибрации с заранее рассчитанной частотой и амплитудой. Решение такой гидродинамической задачей не применялось для получения элементов ввода-вывода излучения в волноводы интегрально-оптической схемы.

Разрабатываемый продукт предназначен для формирования сфокусированного оптического пучка при вводе излучения в волноводы интегрально-оптической схемы. В качестве собирающей микролинзы используется капля оптического клея, который отверждается под действием ультрафиолета. Отвержденная капля клея образует микролинзу, фокусирующую излучение из пятна диаметром 8 мкм в пятно диаметром 2.5 мкм. Отрезок оптического волокна с нанесенной микролинзой вклеивается в оптический наконечник для увеличения площади контакта с чипом интегрально-оптической схемы [2].

В результате такой микросборки получается волоконный соединитель, предназначенный для ввода и вывода излучения в интегрально-оптические схемы для телекоммуникаций (кодирование оптического сигнала), навигационных систем (фазовые модуляторы волоконно-оптического гироскопа), систем опроса волоконно-оптических датчиков (интеррогаторы), систем обработки больших массивов данных [3].

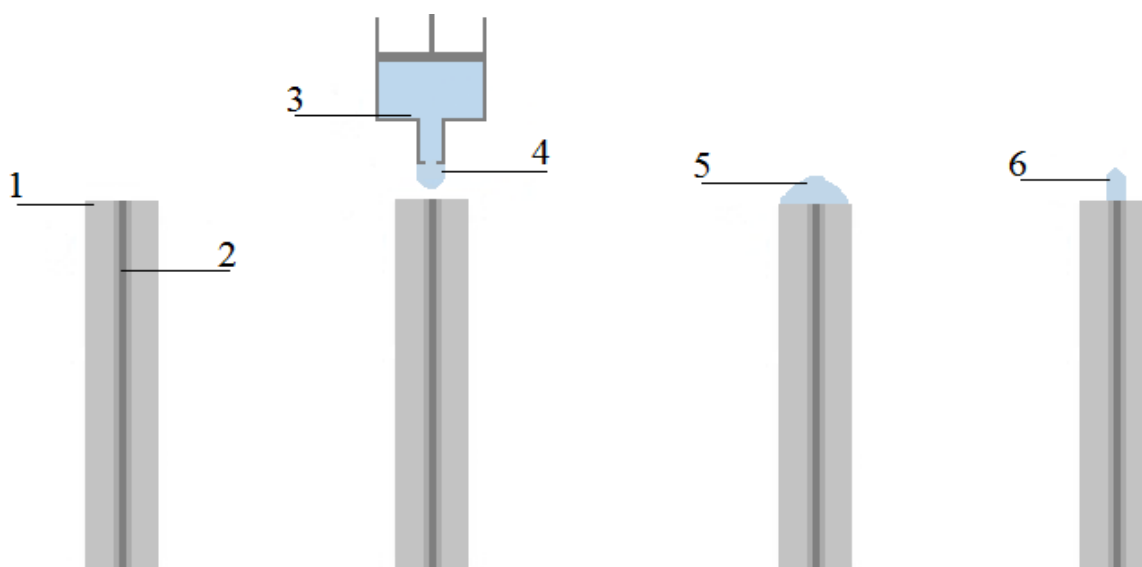


Рис. 1. Метод формирования клеевой микролинзы:

1 – внешний защитный буфер оптического волокна, 2 – сердцевина оптического волокна, 3 – микродозатор клеевой смеси, 4 – клеевая смесь, 5 – сформированная капля на торце волокна, 6 – стеклообразная микролинза

Список литературы

1. Вейко В. П., Вознесенски Н. Б., Воронин Ю. М., Родионов С. А., Смирнов И. Б., Калачев А. И. Лазерная нанотехнология формирования оптических антенн для ближнепольных микроскопов и исследование их характеристик // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 1999. Т. 63. № 10. С. 1954–1963.
2. Dai D., He S, Tsang H. K. Bilevel mode converter between a silicon nanowire waveguide and a larger waveguide // Journal of Lightwave Technology. 2006. Vol. 24 (6). P. 2428–2433.
3. Song J. H., Roycroft B. J., Corbett B., Peters F. H. Experimental investigation of laser welding assembling sequences for butterfly laser module packages // Optical Engineering. 2010. Vol. 49 (1). P. 014301.

СИНТЕЗ УГЛЕРОДНЫХ НАНООБОЛОЧЕК

А. В. Коняев, Р. С. Пономарёв

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Была разработана установка по синтезу металлических наночастиц методом термолиза в атмосфере азота. Синтезированы кобальтовые и никелевые наночастицы, окруженные углеродными нанооболочками (УНО). Получен трехмерный пеноподобный материал, целиком состоящий из чистых УНО. Образцы с разных этапов синтеза были исследованы методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии.

Ключевые слова: наночастицы; нанооболочки; термолиз

SYNTHESIS OF CARBON NANOSHELLS

A. V. Konyaev, R. S. Ponomarev

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

A facility for the synthesis of metal nanoparticles by thermolysis in a nitrogen atmosphere was developed. Cobalt and Nickel nanoparticles surrounded by carbon nanoshells (CNS) were synthesized. A three-dimensional foam-like material consisting entirely of pure CNS was obtained. Samples from different stages of synthesis were studied using transmission and scanning electron microscopy.

Keywords: nanoparticles; nanoshells; thermolysis

1. Введение

В последние годы был достигнут значительный успех в получении сферических углеродных наноматериалов. Данный класс наноматериалов включает в себя фуллерены и углеродные нанооболочки (УНО), однако фуллерены существуют главным образом в виде отдельных наноструктур, в отличие от УНО, которые способны образовывать однородную пеноподобную трехмерную структуру с высоким показателем удельной площади поверхности [1]. УНО имеют перспективу применения в накопителях электрической энергии [2–6], лекарственных препаратах [7–9], разделении газов [10], в топливных элементах [11] и для очистки воды [12].

2. Получение УНО

Получение УНО, как правило проходит в два этапа. Первый – синтез металлических наночастиц, покрытых УНО, второй – вытравливание металла из полученного материала. Наночастицы синтезируются путем отжига прекурсора, состоящего из ацетата никеля или кобальта и лимонной кислоты. Для синтеза наночастиц была разработана установка термолиза в атмосфере азота, принципиальная схема которой изображена на рис. 1. Отжиг

происходит в кварцевой трубе (1), которая помещена в цилиндрическую печь (2), температура внутри которой регулируется с помощью терморегулятора (3) с термопарой (4). Отжиг необходимо проводить в инертной атмосфере, чтобы не допустить окисления компонентов прекурсора, для этого, с одной стороны, кварцевая труба соединяется с помощью тройника (5) с вакуумметром (6) и гофрированным патрубком (7), который в свою очередь соединен с вакуумным насосом (8), откачивающим воздух и продукты химических реакций. С другой стороны, с помощью полимерных трубок (9) кварцевая труба соединена с регулятором расхода газа (РРГ) (10) и баллоном с азотом (11). Также установка имеет блок управления РРГ (12), лабораторный трансформатор (13), редуктор (14) и соединительные элементы: резиновые втулки (15), фланцы (16) и хомуты (17). Параметры синтеза были определены в ходе литературного обзора. Затем металл из полученных наночастиц вытравливается в азотной кислоте, полученный материал промывается в изопропиловом спирте и воде, а затем высушивается под вакуумом.

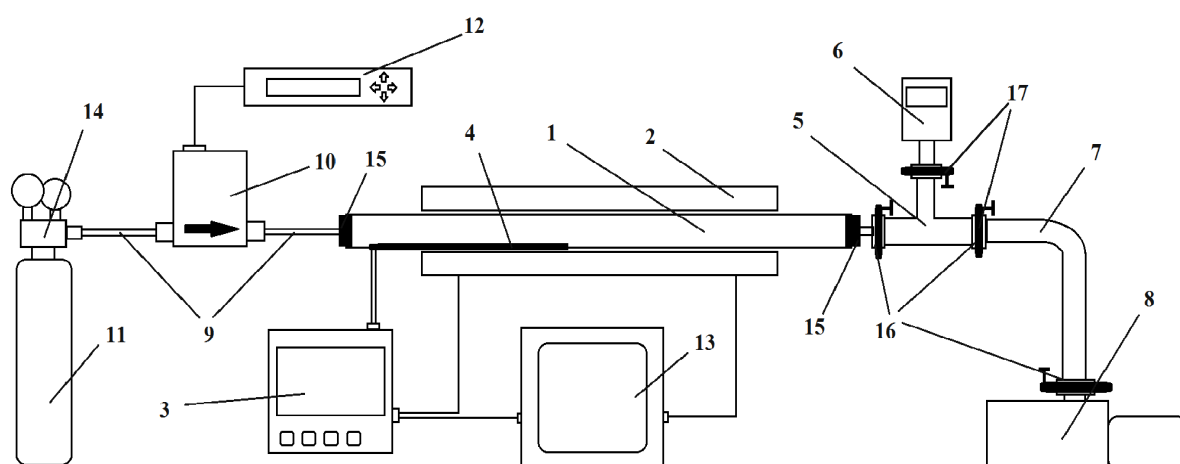


Рис. 1. Схема лабораторной установки по синтезу наночастиц с УНО методом термолитиза в атмосфере азота

3. Результаты исследования

Полученные образцы были исследованы методами СЭМ и ПЭМ. Микроструктура образцов наночастиц представляет собой стержни с различной формой сечения толщиной от 0.5 до 3 мкм у Ni-образцов (рис. 2) и от 1 до 5 мкм у Co-образцов (рис. 3).

Элементный анализ показал, что процентное содержание металла в Co-наночастицах меньше, чем в Ni-наночастицах (табл. 1).

Наноструктура образцов после отжига представляет собой металлические наночастицы окруженные несколькими слоями углерода, отделяющего наночастицы друг от друга. Наноструктура образцов является весьма однородной, плотноупакованной со средним диаметром наночастиц порядка 5 нм (рис. 4).

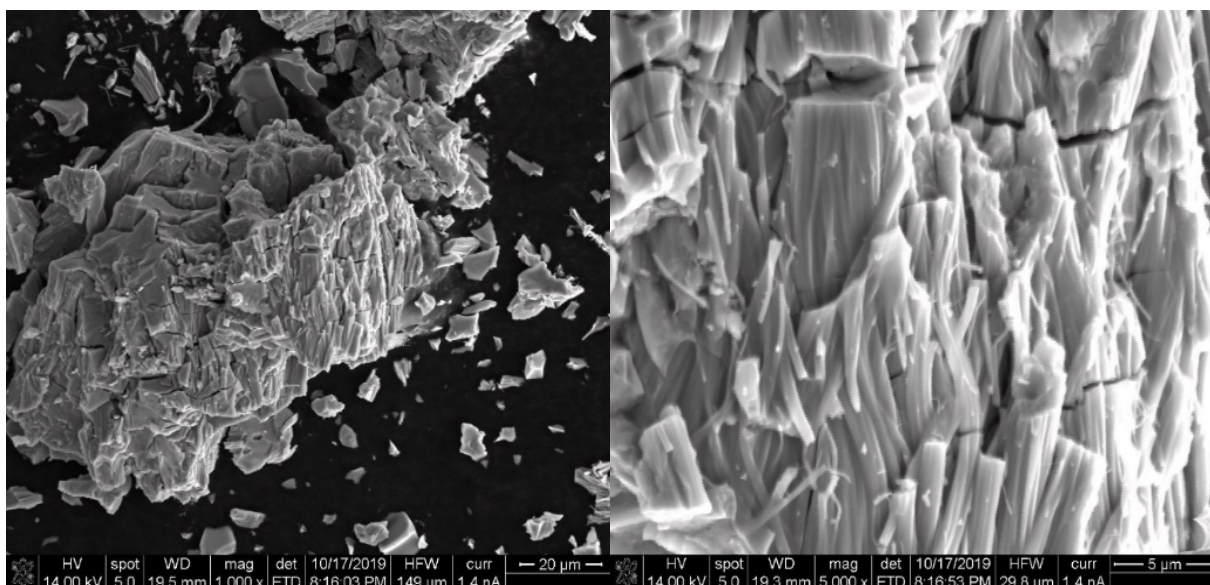


Рис. 2. Микроструктура Ni-наночастиц

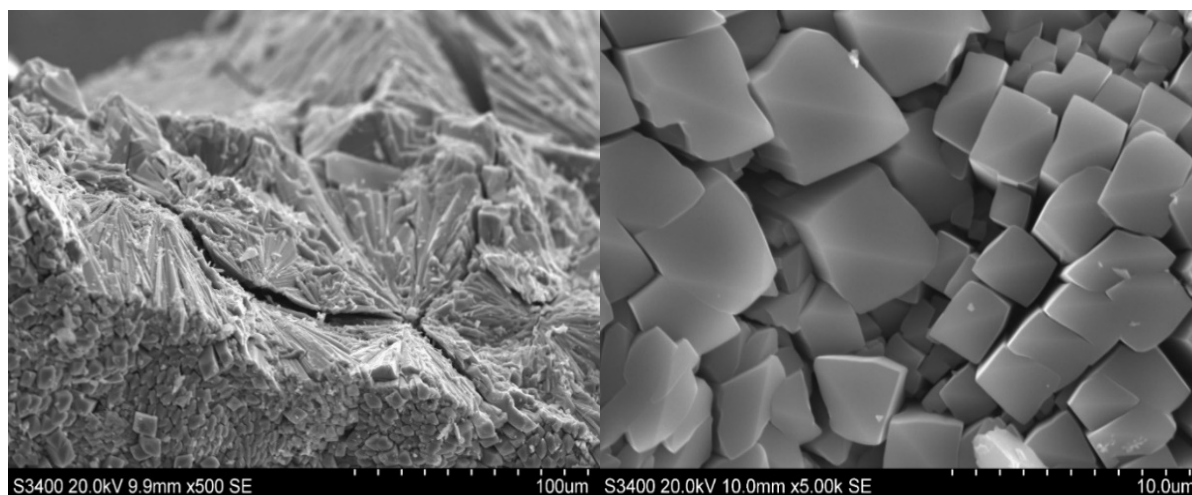


Рис. 3. Микроструктура Co-наночастиц

Табл. 1. Данные элементного анализа Ni- и Co-наночастиц, полученные на детекторе INCA

Элемент	Весовой %	Атомный %
C K	23.84	59.35
O K	1.37	2.55
Ni K	74.80	38.10
-	-	-
C K	39.46	74.15
O K	2.60	3.66
Co K	57.95	22.19

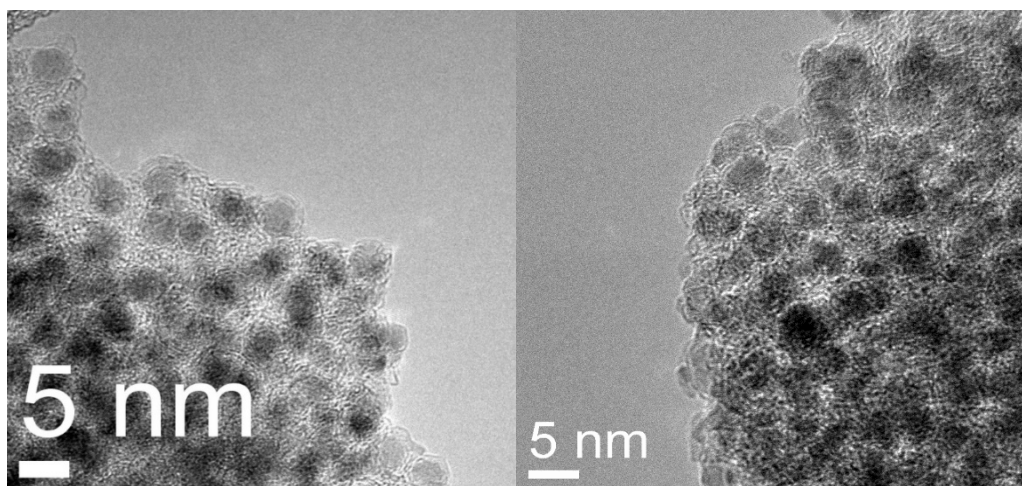


Рис. 4. Наноструктура Ni-наночастиц (слева) и Co-наночастиц (справа)

На рис. 5 представлена наноструктура материала, состоящего из чистых УНО, полученных из никелевых и кобальтовых наночастиц. Материал обладает трехмерной пеноподобной структурой, с диаметром пор 2-3 нм. Также видно, что сферическая структура УНО сохраняется после вытравливания металла.

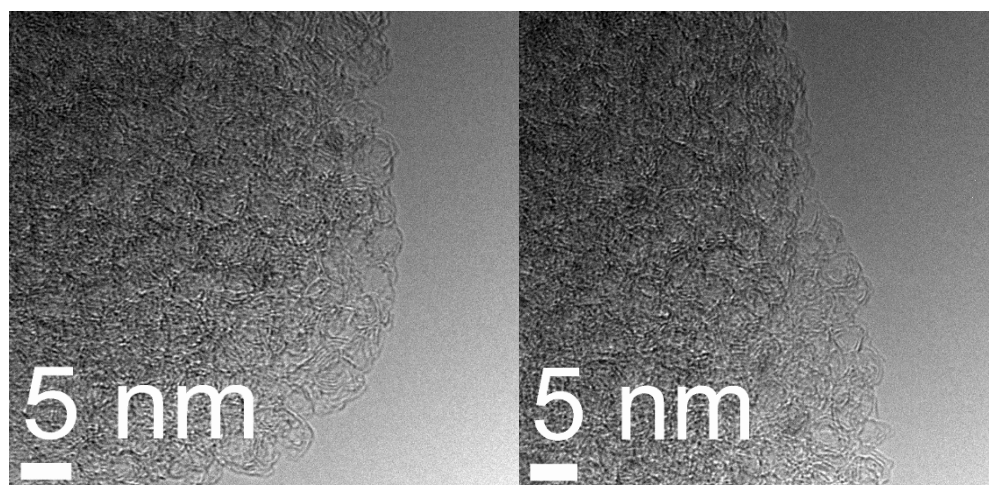


Рис. 5. Наноструктура УНО, полученных из Ni-наночастиц (слева) и Co-наночастиц (справа)

4. Заключение

В ходе выполнения данной работы была разработана установка синтеза металлических наночастиц с УНО методом термолиза в атмосфере азота. Методами сканирующей и просвечивающей микроскопий исследована микро- и наноструктура образцов, полученных после отжига и вытравливания. Установлено, что образцы наночастиц никеля и кобальта имели микроструктуру в виде стержней, а наноструктура представляла собой однородные, плотноупакованные наночастицы, окруженные несколькими слоями углерода. Полученный в ходе данной работы материал, состоящий из

УНО, обладал однородной, пенообразной трехмерной структурой с размером пор 2-3 нм.

Список литературы

1. Rudakov G. A., Sosunov A. V., Ponomarev R. S., Khenner V. K., Reza M. S., Sumanasekera G. Synthesis of hollow carbon nanoshells and their application for supercapacitors // *Physics of the Solid State*. 2018. Vol. 60(1). P. 167–172.
2. Simon P., Gogotsi Y. Materials for electrochemical capacitors // *Nature Materials*. 2008. Vol. 7(11). P. 845–854.
3. Staaf L. G. H., Lundgren P., Enoksson P. Present and future supercapacitor carbon electrode materials for improved energy storage used in intelligent wireless sensor systems // *Nano Energy*. 2014. Vol. 9. P. 128–141.
4. Xie K., Qin X., Wang X., Wang Y., Tao H., Wu Q., Hu Z. Carbon Nanocages as Supercapacitor Electrode Materials // *Advanced Materials*. 2011. Vol. 24(3). P. 347–352.
5. Wang G., Zhang L., Zhang J. A review of electrode materials for electrochemical supercapacitors // *Chemical Society Reviews*. 2012. Vol. 41. P. 797–828.
6. Miller J. R., Outlaw R. A., Holloway B. C. Graphene double-layer capacitor with ac line-filtering performance // *Science*. 2010. Vol. 329. P. 1637–1639.
7. Vinu A., Miyahara M., Mori T., Ariga K. Carbon nanocage: a large-pore cage-type mesoporous carbon material as an adsorbent for biomolecules // *Journal of Porous Materials*. 2006. Vol. 13(3-4). P. 379–383.
8. Hartmann M., Vinu A., Chandrasekar G. Adsorption of Vitamin E on Mesoporous Carbon Molecular Sieves // *Chemistry of Materials*. 2005. Vol. 17(4). P. 829–833.
9. Vinu A., Streb C., Murugesan V., Hartmann M. Adsorption of Cytochrome C on New Mesoporous Carbon Molecular Sieves // *The Journal of Physical Chemistry B*. 2003. Vol. 107(33). P. 8297–8299.
10. Liang J., Yang Y., Zhang J., Wu J., Dong P., Yuan J., Lou J. Metal diselenide nanoparticles as highly active and stable electrocatalysts for the hydrogen evolution reaction // *Nanoscale*. 2015. Vol. 7(36). P. 14813–14816.
11. Wang J. N., Zhang L., Niu J. J., Yu F., Sheng Z. M., Zhao Y. Z., Pak C. Synthesis of High Surface Area, Water-Dispersible Graphitic Carbon Nanocages by an in-Situ Template Approach // *Chemistry of Materials*. 2007. Vol. 19(3). P. 453–459.
12. Smith S. C., Rodrigues D. F. Carbon-based nanomaterials for removal of chemical and biological contaminants from water: A review of mechanisms and applications // *Carbon*. 2015. Vol. 91. P. 122–143.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛИМЕРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО КЛЕЯ ПРИ СБОРКЕ ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Е. А. Ладыжец, Р. С. Пономарев, Н. А. Медведева
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева 15

Исследован процесс полимеризации оптического клея с точки зрения дозы ультрафиолетового (УФ) излучения и дальнейшего теплового воздействия. Была собрана установка для полимеризации клея на основе УФ-светодиодов. Получены зависимость твердости клея методом Виккерса от дозы УФ излучения и зависимость твердости клея от длительности температурной обработки при температуре 100 °С. Также измерена величина краевого угла смачивания и вычислена зависимость поверхностной энергии клея от дозы УФ излучения.

Ключевые слова: оптический клей; полимеризация; твердость; краевой угол смачивания

FEATURES OF OPTICAL GLUE POLYMERIZATION IN THE ASSEMBLY OF PHOTONIC INTEGRATED CIRCUITS

E. A. Ladyzhets, R. S. Ponomarev, N. A. Medvedeva
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The process of optical glue polymerization is studied in terms of the dose of ultraviolet (UV) radiation and further thermal effects. We assembled a facility for the polymerization of adhesives based on UV LEDs. The dependence of the glue hardness by the Vickers method on the UV study dose and the dependence of the glue hardness on the duration of temperature treatment at a temperature of 100 °C. The value of the wetting edge angle was also measured and the dependence of the surface energy of the glue on the UV radiation dose was calculated.

Keywords: optical glue; polymerization; hardness; edge wetting angle

Оптический клей массово используется в различных сферах производства. Он может быть использован при изготовлении оптических и лазерных элементов, соединяемых склейкой и работающих при больших световых нагрузках. Также оптический клей широко применяется для сборки фотонных интегральных схем (ФИС), причем от него зависит ряд критических параметров ФИС, например, оптические потери или обратные отражения [1]. Оптический клей обладает высокой прочностью сцепления, что снижает вероятность потери связи [2]. Для использования клея в оптике, он должен обладать оптическими свойствами, такими как прозрачность, определенный показатель преломления, оптическая плотность и другими характеристиками, близкими к свойствам оптических деталей [3].

Данная работа посвящена исследованию процесса полимеризации оптического клея и его конечных характеристик в ходе его облучения ультрафиолетом при условиях, в которых он используется, так как для сборки

ФИС с маленькими световодами, около 1 мкм, микросмещение элементов, происходящее при полимеризации клея, становится недопустимым.

Детали эксперимента

Для определения твердости и поверхностной энергии образцы подготавливались следующим образом: УФ светодиод находился вертикально прямо над исследуемым образцом на расстояние около 11 мм. Площадь воздействия УФ излучения составляла примерно 18,5 см² (рис. 1).

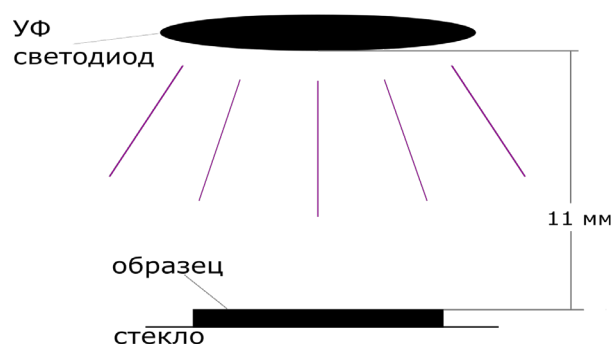


Рис. 1. Схема установки эксперимента

Клей наносился тонким ровным слоем на несколько стекол, который полимеризовался при разном времени: 15, 30, 45 и 60 минут.

Ввиду того, что свободная поверхностная энергия не поддается непосредственному измерению, ее оценку проводят исходя из косвенных показателей. Часто такой величиной может служить краевой угол смачивания. Очевидно, найдя краевой угол смачивания, можно установить зависимость поверхностной энергии от какой-либо переменной характеристики, используя уравнение Юнга и различные полуэмпирические приближения.

Определение краевых углов смачивания осуществлялось на приборе DSA 25 E и заключается в следующем. Образец горизонтально крепится на устройстве (рис. 2). Далее, после нанесения капли (вода – 1 мклитр, диэтиленгликоль – 3 мклитра) определяется радиус и высота капли (рис. 3).

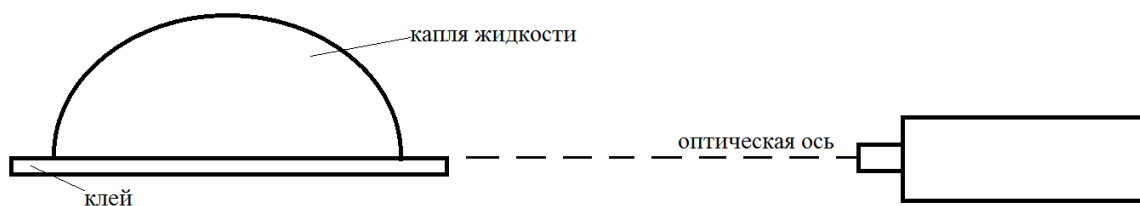


Рис. 2. Схема установки (вид сбоку)

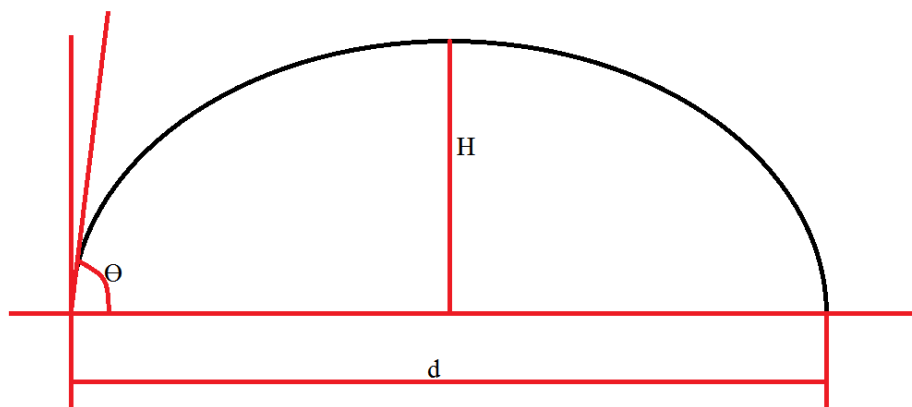


Рис. 3. Капля жидкости

Затем по формулам определяются краевые углы смачивания:

$$\tan \theta = \frac{2rH}{r^2 - H^2}, \text{ при } \theta < 90^\circ,$$

$$\tan \theta = \frac{\sqrt{2rH - H^2}}{r - H}, \text{ при } \theta > 90^\circ,$$

где r – радиус капли, мм; H – высота капли, мм.

Поверхностную энергию принято считать величиной, состоящей из двух компонентов – дисперсионной и полярной, поэтому по известному уравнению Оуэнса и Вендта, где используется краевой угол смачивания, были определены эти составляющие и соответственно суммарная поверхностная энергия:

$$1 + \cos \theta = \frac{2(\gamma_m^D)^{1/2}(\gamma_{жс}^D)^{1/2}}{\gamma_{жс}} + \frac{2(\gamma_m^P)^{1/2}(\gamma_{жс}^P)^{1/2}}{\gamma_{жс}},$$

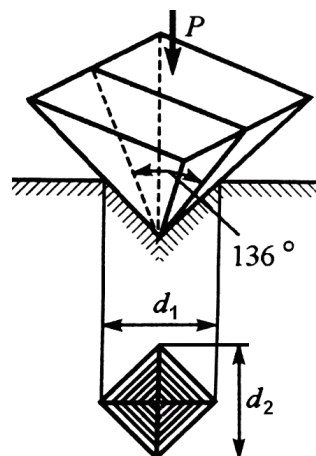
где γ – поверхностная энергия; θ – краевой угол смачивания; γ_i^j – дисперсионная (D) и полярная (P) составляющие поверхностной энергии, характеризующие твёрдое тело (т) либо жидкость (ж).

Общая поверхностная энергия твердого тела определяется суммой этих составляющих:

$$\gamma_m = \gamma_m^D + \gamma_m^P.$$

Микротвердость клея измерялась по методу Виккерса при нагрузке $5 \text{ кг} \cdot \text{с} / \text{мм}^2$ на цифровом автоматическом твердоме DM-8 Affri (Италия).

Измерение микротвёрдости (HV) основано на вдавливании алмазного наконечника в форме правильной четырёхугольной пирамиды в образец под действием постоянной нагрузки, равной $5 \text{ кг} \cdot \text{с}$, приложенной в течение 10 с (время выдержки), и измерении диагоналей отпечатка (D), оставшегося на поверхности образца после снятия нагрузки (рис. 4).



*Рис. 4. Измерение микротвёрдости по методу Виккерса:
 α – угол между противоположными гранями пирамиды при вершине,
 равный 136° ; d_1 , d_2 – значение длин обеих диагоналей отпечатка после
 снятия нагрузки, мм [4]*

Для определения зависимости твердости от температурной обработки клея, образцы обжигались в печи при температуре 100°C и при времени от 10 до 100 минут с интервалом в 10 минут.

Полученные результаты

На основании зависимости твердости клея от дозы УФ излучения (рис. 5) установлено, что с увеличением времени полимеризации твердость клея увеличивается и приближается к максимальному значению, порядка 13.4 HV.

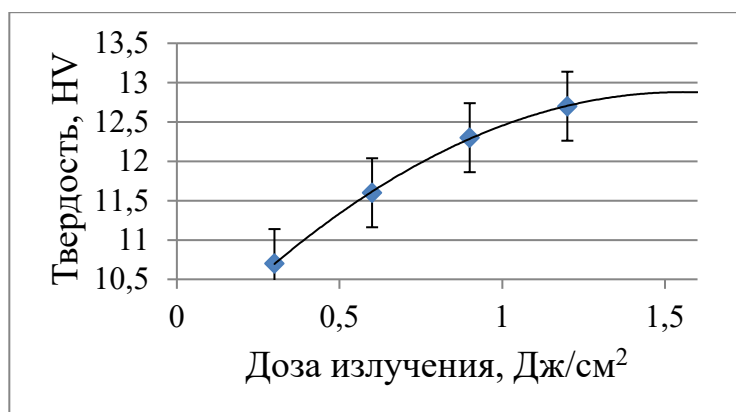


Рис. 5. График зависимости твердости от времени полимеризации

На основании зависимости твердости клея от термической обработки (рис. 6) установлено, что при 20–50 минут сушки твердость клея увеличивается, и максимальный результат при 50 минутах показывает, что возрастание твердости клея составило 5 единиц. При большем времени отжига (60 и более минут) твердость клея начинает уменьшаться и достигает начальных значений.

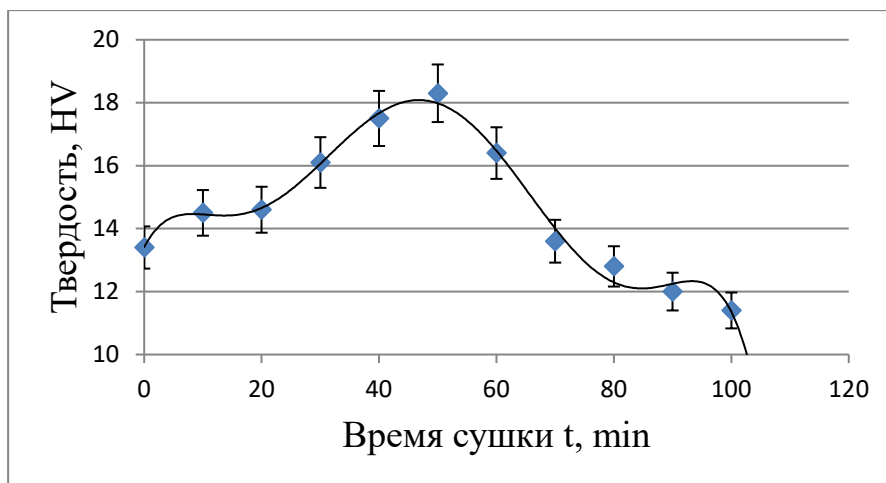


Рис. 6. График зависимости твердости клея от времени сушки

На основании зависимости поверхностной энергии от времени полимеризации (рис. 7) установлено, что поверхностная энергия клея, с учетом погрешности, возрастает с увеличением дозы УФ излучения, т.е. с увеличением его твердости и достигает конечного значения, равного примерно 4.23 мДж/м², при дозе 1.2 Дж/см².

Увеличение поверхностной энергии говорит о повышении прочности клея, что снижает риск деформации и уменьшает дефектность его структуры, что уменьшает вероятность появления трещин, которые под влиянием среды распространяются в кристалле клея. Увеличение поверхностной энергии проявляется в увеличении прочности и предотвращении хрупкости, повышении долговечности, затруднении диспергирования.

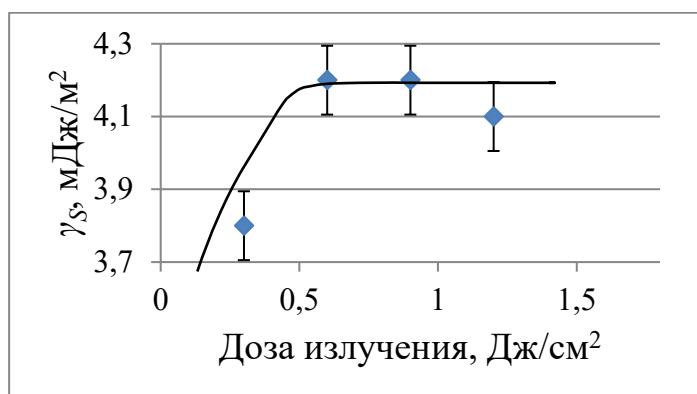


Рис. 7. График зависимости поверхностной энергии клея от времени полимеризации

Заключение

В ходе данной работы был исследован процесс полимеризации оптического клея под действием ультрафиолетового излучения. Были получены зависимости значения твердости клея и поверхностной энергии от дозы ультрафиолетового излучения, а также зависимость твердости клея от времени его термической обработки.

По зависимости твердости клея при облучении светодиодом с длиной волны 365 нм при комнатной температуре от дозы ультрафиолетового излучения показано, что с увеличением дозы излучения твердость увеличивается и при 1.3 Дж/см² приближается к максимальному значению порядка 13.4 HV.

Было определено оптимальное время термической обработки клея для увеличения его твердости при 100 °С, которое составило 50 минут.

По зависимости поверхностной энергии клея от дозы УФ излучения, установлено, что с увеличением твердости увеличивается энергия системы, что говорит о повышении прочностных свойств клеевого соединения.

В ходе выполнения работы было выявлено несоответствие реальной твердости клея, полученной при полимеризации и указанного в паспорте значения твердости.

В ходе дальнейшей работы планируется исследовать процесс полимеризации клея методами оптической спектроскопии, а также провести более подробное исследование процессов температурной обработки, исследовать реальные характеристики клея в зависимости от его срока годности, исследовать прочность соединения при сборке фотонных интегральных схем.

Список литературы

1. Глущенко А. Г., Глущенко Е. П. Материалы и технологии интегральной оптики инфокоммуникационных систем. Конспект лекций. Самара: ФГОУВПО ПГУТИ, 2011. 269 с.
2. Yacobi B. G., Martin S., Davis K., Hudson A., Hubert M. Adhesive bonding in microelectronics and photonics // Journal of Applied Physics. 2002. Vol. 91. P. 6227 – 6262.
3. Зверев В. А., Кривоустова Е. В., Точилина Т. В. Оптические материалы. Часть 2: учебное пособие. Санкт-Петербург: СПб НИУ ИТМО, 2013. 246 с.
4. ГОСТ 2999-75. Металлы и сплавы. Метод измерения твердости по Виккерсу. М.: Издательство стандартов, 1987. 29 с.

СОЗДАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

А. А. Малькова, А. А. Козлов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Созданы каналные и планарные волноводные структуры методами электронно-лучевого осаждения, прямой и обратной фотолитографии. Установлены зависимости толщины слоя оксида алюминия и размера частиц на поверхности от параметров осаждения. Измерены оптические потери в каналных волноводах, проведено визуальное относительное сравнение распространения света в планарных волноводах, выбран режим с наименьшими потерями на рассеивание, начата отработка технологии жидкостного травления для создания каналных волноводов.

Ключевые слова: каналные и планарные волноводы; оксид алюминия; электронно-лучевое осаждение

CREATING WAVEGUIDE STRUCTURES BASED ON ALUMINUM OXIDE

A. A. Malkova, A. A. Kozlov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Channel and planar waveguide structures were created using electron-beam deposition, photolithography and lift-off photolithography. The dependence of the thickness of the aluminum oxide layer and the size of particles on the surface on the sputtering parameters is established. Optical losses in channel waveguides were measured, and a visual relative comparison of light propagation in planar waveguides was made, the regime with the lowest scattering losses was selected, and the wet etching technology for creating channel waveguides was started to develop.

Keywords: channel and planar waveguides; aluminum oxide; electron beam sputtering

Фотонные интегральные схемы (ФИС) – многокомпонентные фотонные устройства, изготовленные на плоской подложке и выполняющие функции обработки оптических сигналов.

Базовым элементом ФИС являются оптические волноводы, выполняющие роль соединительных линий. Волноводы представляют собой искусственный или естественный канал, способный поддерживать распространяющиеся вдоль него волны, поля которых сосредоточены внутри канала или примыкающей к нему области [1]. Перспективным материалом для формирования этих структур является оксид алюминия ввиду широкого диапазона прозрачности (от 0.2 до 6 мкм) и низкого поглощения в данном диапазоне. Также ввиду возможности легирования редкоземельными

материалами Al_2O_3 перспективен в плане создания высокодобротных резонаторов для датчиков угловой скорости [2].

В данной работе слой Al_2O_3 получали методом электронно-лучевого осаждения на подложке кремния с двухмикронным слоем SiO_2 и стремились к созданию аморфного слоя с низкими потерями.

На аморфность слоя влияет температура подложки, при температурах меньше 700°C свойства слоя сопоставимы с аморфным Al_2O_3 [3].

На оптические потери пленки, полученной методом электронно-лучевого осаждения, влияют давление кислорода в камере, скорость осаждения и температура подложки. Рекомендуется использовать низкие потоки кислорода и высокие скорости роста. Наименьшие потери 2 дБ/см были получены при давлении кислорода 0,05 Па, скорости осаждения 1200 нм/ч и температуре подложки 300°C . Последующий отжиг уменьшает оптические потери. Наименьшие потери (1,5 дБ/см для слоя толщиной 200 нм) достигались после отжига структуры в течение 60 минут при 800°C [4–5].

Дисперсионное соотношение для планарного волновода:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right)_{\min} = \frac{1}{2\pi\sqrt{n_0^2 - n_1^2}} \left(\pi m + \arctg \left(\frac{n_0}{n_1} \right)^\chi \sqrt{\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_0^2 - n_1^2}} \right), \quad (1)$$

где $\chi = 0$ для ТЕ-волн, $\chi = 2$ для ТМ-волн, число $m = 0, 1, 2, \dots$ определяет номер моды [6].

По формуле (1) была рассчитана толщина волновода. Так как требовалось получить одномодовые волноводы с минимальными потерями, была выбрана критическая толщина, при которой в волноводе распространяется только одна фундаментальная мода, и не возникает первой моды. Расчет велся для $m = 1$, $\lambda = 1,55$ мкм, $n_0 = 1,72$ (показатель преломления Al_2O_3), $n_1 = 1,46$ (показатель преломления подложки SiO_2). Полученная критическая толщина волновода $h = 600$ нм.

Методами электронно-лучевого осаждения и обратной фотолитографии был получен образец 1. Осаждение проходило при температуре подложки 50°C , со скоростью осаждения 0,5 нм/с, без подачи кислорода в камеру и предварительной выдержки в вакуум. Высота волноводов 400 нм.

Методом торцевого ввода произвели оценку оптических потерь в канальных волноводах. Потери составили 27 дБ/см. После отжига образца в атмосфере кислорода при температуре 700°C потери составили 23 дБ/см.

Данные оптические потери для волноводных структур считаются неудовлетворительными, поэтому было принято решение получить планарные волноводы с удовлетворительными потерями, а затем методами литографии и химического травления создать канальные волноводы.

Образцы 2–10 имеют структуру планарных волноводов с заданной толщиной 600 нм; были получены методом электронно-лучевого осаждения с использованием набора режимов (табл. 1).

Табл. 1. Режимы создания образцов

№	Время выдержки в вакууме, мин	Температура подложки, °C	Скорость осаждения, нм/с	Поток кислорода, см ³ /мин
2	30	250	0,1	5
3	30	300	0,8	10
4	30	350	1,5	15
5	60	250	0,8	15
6	60	300	1,5	5
7	60	350	0,1	10
8	90	250	1,5	10
9	90	300	0,1	15
10	90	350	0,8	5

Методом рентгенофазового анализа пленок Al_2O_3 было обнаружено гало, которое предположительно свидетельствует о наличии аморфной фазы оксида кислорода (рис. 1).

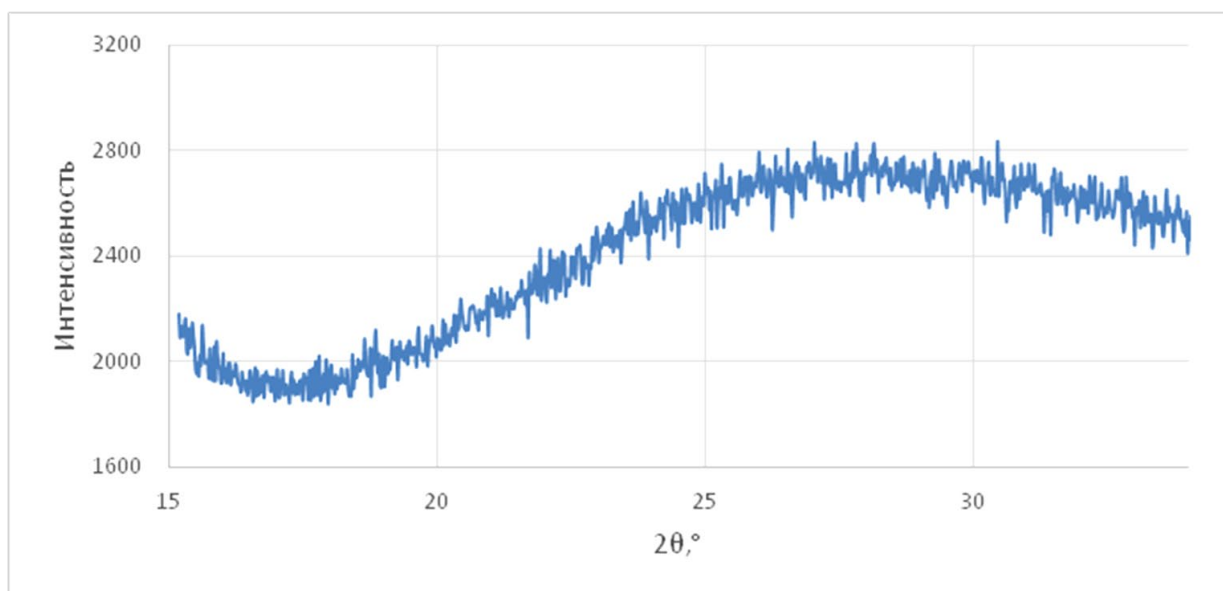


Рис. 1. Область малых углов на дифрактограмме образца 3

Методом эллипсометрии были измерены толщина полученных пленок и их показатель преломления. Наблюдается превышение заданной толщины предположительно ввиду нарушения калибровки установки осаждения, а также различных условий осаждения. Толщина слоя растет с уменьшением скорости осаждения, и с увеличением потока кислорода в камере (в диапазоне 5-15 см³/мин), а также при увеличении времени выдержки в вакууме перед процессом (рис. 2).

Поверхность образцов была изучена методом атомной силовой микроскопии (рис. 3). По данным АСМ пленки состоят в основном из частиц эллипсоидальной формы. Латеральный размер частиц составляет от 40 до

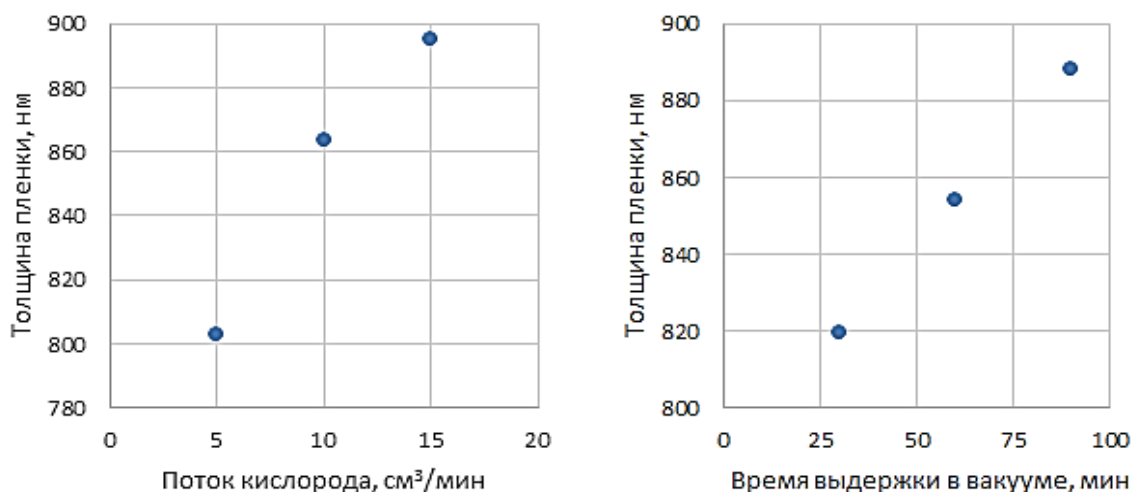


Рис. 2. Зависимость толщины пленки от потока кислорода и времени выдержки в вакууме

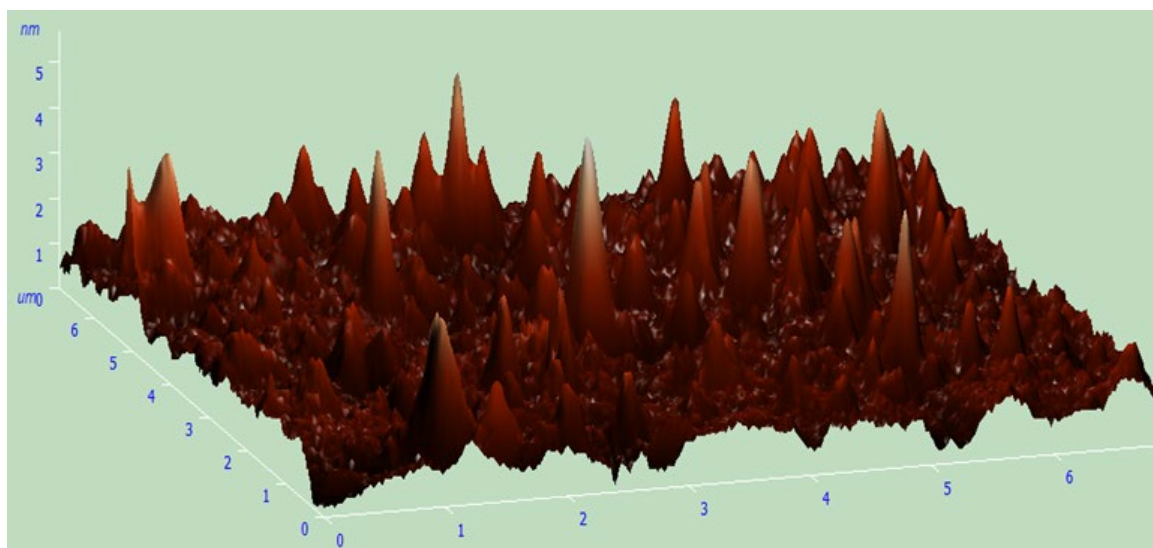


Рис. 3. Трехмерное АСМ-изображение поверхности пленки, размер области 7х7 мкм, максимальная высота неровности профиля 5 нм

500 мкм, неровность профиля достигает 5-20 нм в высоту, что составляет 2-3% от толщины слоя.

Были установлены следующие зависимости: средний размер частиц уменьшается при увеличении времени предварительной выдержки образца в вакууме перед осаждением и при росте температуры подложки во время процесса (рис. 4).

Оценка потерь в планарных волноводах производилась методом призмного ввода излучения ($\lambda=633$ нм): излучение вводилось в слой Al_2O_3 и производилась визуальная оценка распространения света в пленке (рис. 5).

Для отработки технологии жидкостного травления были сформированы образцы 11–13. Оксид алюминия осаждался при режиме 4, для уменьшения эффекта подтравливания под маску методом магнетронного напыления была получена тонкая пленка хрома (толщина пленки порядка 60 нм), на пленку

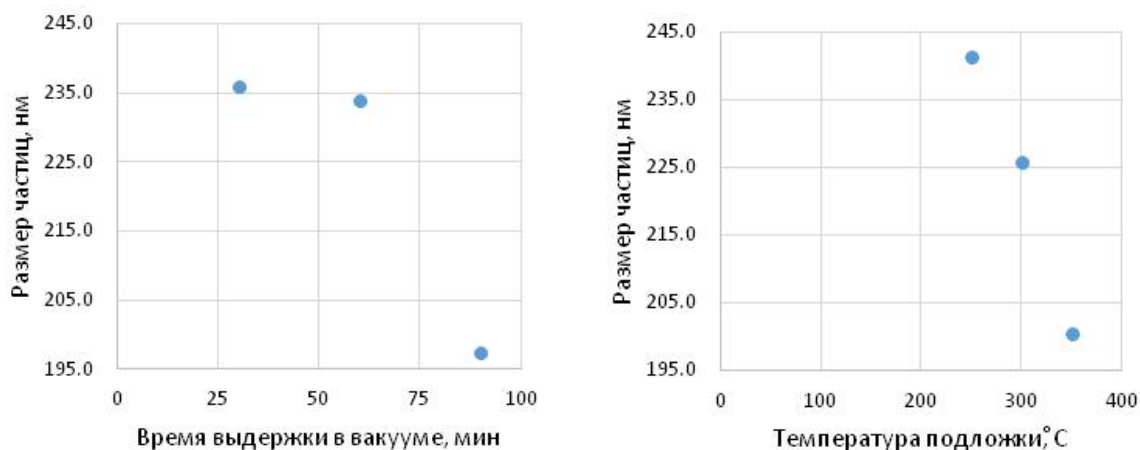
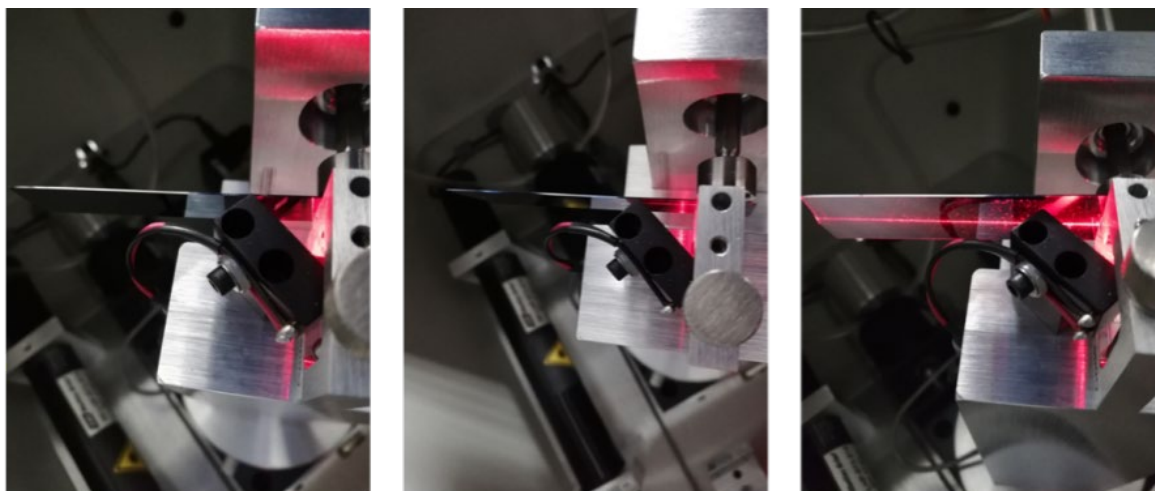


Рис. 4. Зависимость размера частиц от времени выдержки в вакууме и температуры подложки

хрома нанесена фоторезистивная маска. Затем был проведен процесс жидкостного травления, состав травителя: $\text{HF}:\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}$.

Полученные структуры исследовали с помощью сканирующей электронной микроскопии (рис. 6).



а)

б)

в)

Рис. 5. Сравнение распространения света в образцах: а) 1; б) 5; в) 10

Наблюдается уширение линий, связанное с подтравками под маску, глубины травления порядка 1 мкм, стенка волновода имеет наклон, отличный от вертикального.

В дальнейшем для улучшения качества травления планируется использование нагрева травителя во время процесса, а также его перемешивание.

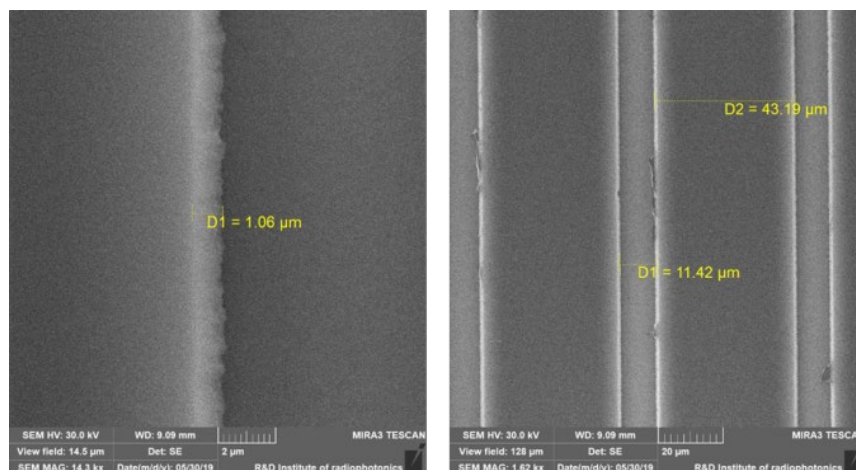


Рис. 6. СЭМ-изображение образца 13

Список литературы

1. Сигов А. С. Электроника. Часть 3. Квантовая и оптическая электроника. М.: Юрайт, 2018. 117 с.
2. Середин П. В. Структура и оптические свойства тонких пленок Al_2O_3 , полученных методом реактивного ионно-плазменного распыления на подложках GaAs(100) // Физика и техника полупроводников. 2014. Т. 48. Вып. 11. С. 1564–1569.
3. Zywitzki O. Structure and properties of Al_2O_3 layers deposited by plasma activated electrone beam evaporation // Surface and Coatings Technology. 2002. Vol. 151. P. 14–201.
4. Shakouri R. The best balance of oxygen flow and deposition rate to give little absorption of aluminum oxide film deposited by electron beam evaporation technique // Applied Physics Research. 2015. Vol. 7 (3). P. 41–47.
5. Smit M. K., Acket G. A. Al_2O_3 films for integrated optics // Thin Solid Films. 1986. Vol. 138. P. 171–181.
6. Никоноров Н. В., Шандаров С. М. Волноводная фотоника: учебное пособие, курс лекций. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. 143 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОТКОВРЕМЕННОГО ДРЕЙФА РАБОЧЕЙ ТОЧКИ ОПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ С ВОССТАНОВЛЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

Р. Ю. Чернов, А. В. Сосунов, Р. С. Пономарев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Исследован коротковременный дрейф рабочей точки оптических модуляторов на основе ниобата лития с восстановленной структурой. В качестве фотоприемного модуля использовался фотодиод ROSA с разработанным на базе Arduino программным обеспечением. Показано, что восстановление структуры ниобата лития приводит к повышению стабильности рабочей точки оптических модуляторов.

Ключевые слова: ниобат лития; дрейф; рабочая точка; оптический модулятор

DRIFT OF POINT BIAS OF OPTICAL MODULATORS BASED ON LITHIUM NIOBATE WITH TREATMENT STRUCTURE

R. Y. Chernov, A. V. Sosunov, R. S. Ponomarev

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Short-time drift of point bias of optical modulators based on lithium niobate with treatment structural were investigated. The ROSA photodiode was used with Arduino-based software. Treatment of lithium niobate structure leads to increase in the stability of the point bias of optical modulators.

Keywords: lithium niobate; drift; point bias; optical modulators

Введение

Оптические модуляторы на основе ниобата лития (НЛ) используются во многих технических областях: для навигации космических, воздушных и морских судов, в волоконно-оптических линиях связи, мониторинге технических объектов. Однако эти устройства обладают одним существенным недостатком – дрейфом рабочей точки (РТ), как в коротком временном интервале, так при длительных испытаниях, а также нелинейностью передаточной функции, из-за чего для коррекции их работы невозможно применять широко распространенные стандартные ПИД-контроллеры. Возникает необходимость в применении специальных драйверов и поиске методов повышения стабильности характеристик. В научной литературе эта проблема затрагивалась неоднократно [1-2], однако до сих пор исчерпывающее решение не предложено.

Целью данной работы является исследование коротковременного дрейфа РТ оптических модуляторов на основе НЛ с восстановленной структурой приповерхностного слоя.

Эксперимент

Для изготовления оптических модуляторов использовали НЛ Х-среза производства Crystal Technology (США). Один из вейферов НЛ предварительно отжигали при температуре 550 °С в течение 3 часов с последующим медленным охлаждением с печью для восстановления структуры нарушенного приповерхностного слоя [3].

Канальные волноводы создавали с помощью прямой фотолитографии. Были получены каналы шириной порядка 6 мкм. Протонный обмен проводили в закрытом циркониевом реакторе при температуре 170 °С в течение 2 часов с последующим охлаждением со скоростью 10 °С/мин. Отжиг проводили при температуре 350 °С в течение 5.5 часов с последующим охлаждением с печью.

На следующем этапе, методом вакуумного напыления наносили Au-электроды. Для формирования конечной структуры электродов использовали процесс фотолитографии и химического травления. Все образцы были получены при идентичных технологических параметрах. На завершающем этапе проводили стыковку чипов с оптическим волокном с помощью системы микроподвижек и технического зрения (рис. 1)

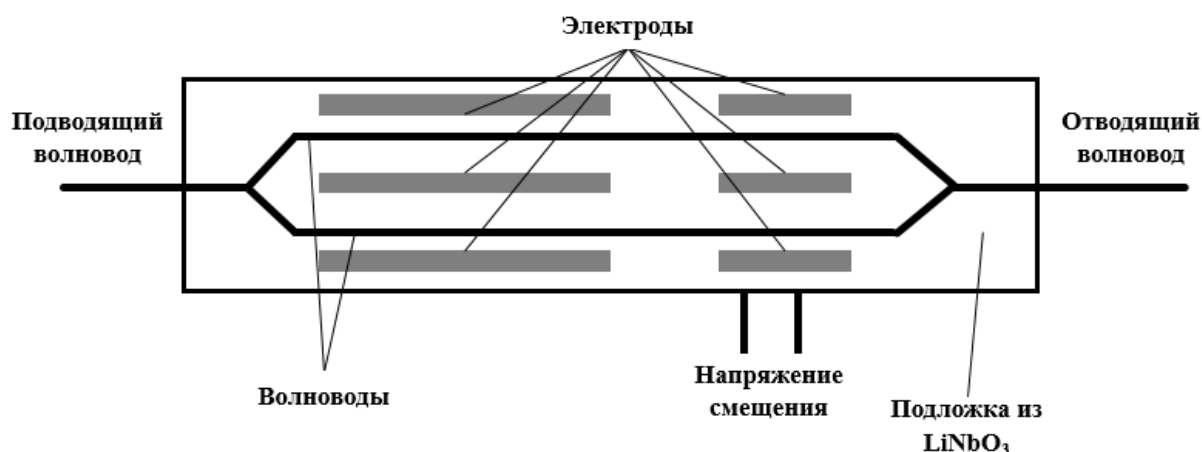


Рис. 1. Схематическое изображение оптического модулятора

Изучение коротковременного дрейфа РТ проводили с использованием узкополосного лазера на длине волны 1550 нм и мощностью излучения 5 мВт. В качестве фотоприемника применяли фотодиод ROSA, подключенный к аналого-цифровому преобразователю в составе платы Arduino.

Суть исследования заключается в том, что скачкообразно смещали рабочую точку модуляторов в диапазоне $\pm 8V$ с шагом 0.5В. Выходную оптическую мощность измеряли в течении 5 минут, после чего напряжение переключали на противоположное и измерения повторяли. Схематическое изображение установки показано на рис. 2.

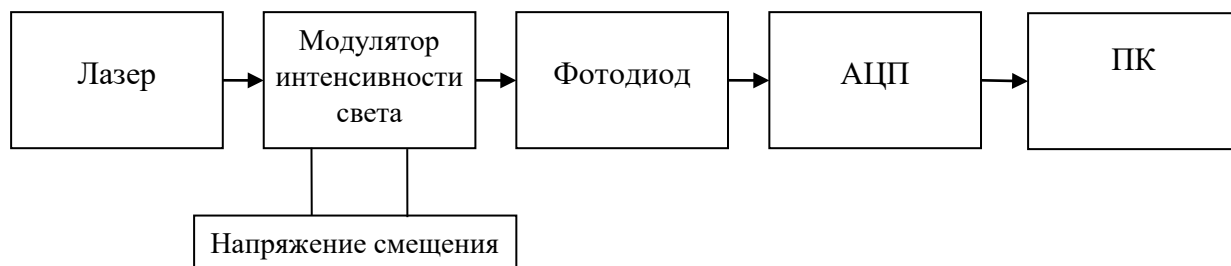


Рис. 2. Схематическое изображение установки исследования коротковременного дрейфа РТ оптических модуляторов

Результаты эксперимента

На рис. 3 представлены результаты коротковременного (5 мин.) дрейфа РТ оптических модуляторов при приложенном напряжении ± 8 В, ± 6 В, ± 4 В и ± 2 В. Сравнительный анализ коротковременного дрейфа РТ модуляторов с восстановленной структурой НЛ проводили при скачкообразном смещении РТ по передаточной функции.

Анализ, полученных результатов позволяет сделать следующие выводы. Время релаксации – это время, за которое РТ возвращается в исходное значение, при повторном смене знака приложенного напряжения. В среднем время релаксации для первого модулятора составляет 189 с., а для второго – с восстановленной структурой НЛ 141 с. Время релаксации модулятора с восстановленной структурой в среднем сокращается на 25%, по сравнению с обычным модулятором, а в некоторых случаях больше чем на 88%.

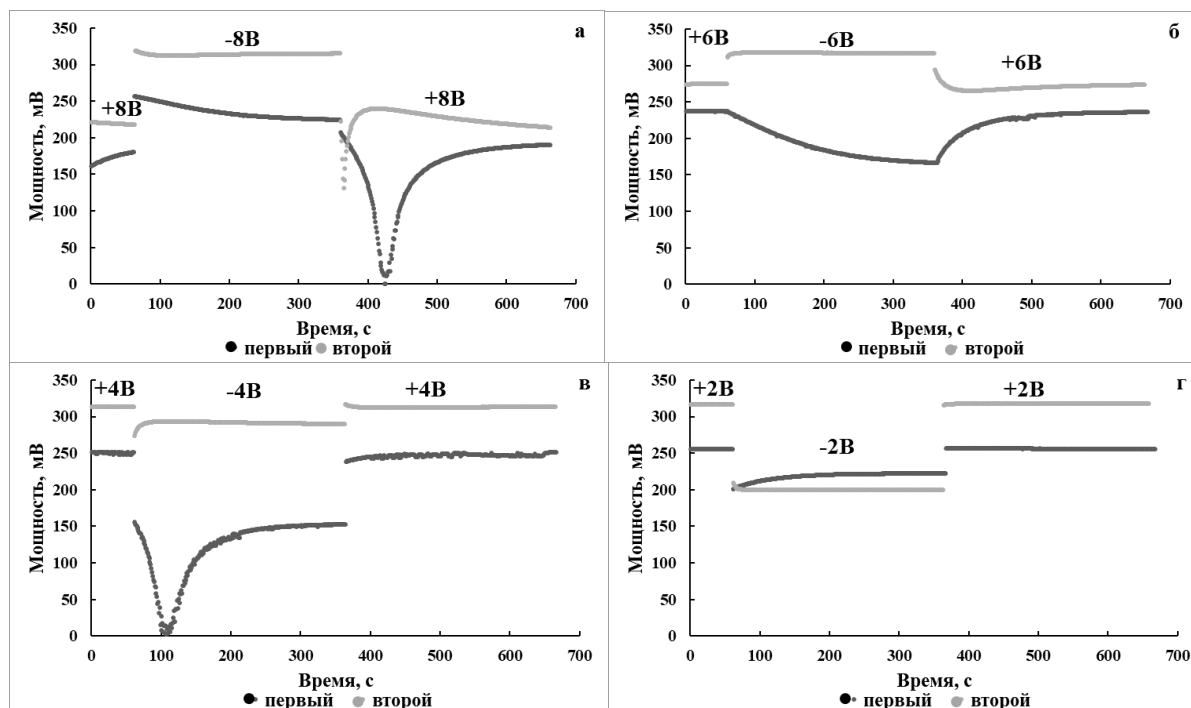


Рис.3. Коротковременной дрейф РТ оптических модуляторов

Кроме того, важно отметить, что РТ оптических модуляторов с невосстановленной структурой НЛ нестабильна после первой смены знака приложенного напряжения. Указанная нестабильность проявляется в основном на более высоких напряжениях (более 2 В), что вероятно связано с активацией заряженных дефектов в приповерхностной области пластины НЛ и канальных волноводов.

Таким образом, полученные результаты позволяют существенно улучшить понимание процессов, влияющих на дрейф РТ оптических модуляторов. С точки зрения внутренних параметров системы, удалось улучшить состояние структуры подложки НЛ и ее влияние на дрейф РТ оптических модуляторов.

Список литературы

1. *Salvestrini J. P., Guilbert L., Fontana, M., Abarkan M., Gille S.* Analysis and control of the DC Drift in LiNbO₃-based Mach–Zehnder Modulators // *Journal of Lightwave Technology*. 2011. Vol. 29 (10). P. 1522–1534.
2. *Yuan X., Zhang Y., Zhang J., Zhang M.* Any point bias control technique for MZ modulator // *Optik*. 2019. Vol. 178. P. 918–922.
3. *Sosunov A., Ponomarev R., Semenova O., Petukhov I., Volyntsev A.* Effect of pre-annealing of lithium niobate on the structure and optical characteristics of proton-exchanged waveguides // *Optical Materials*. 2019. Vol. 88. P. 176–180.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА ДАТЧИКА УГЛОВОЙ СКОРОСТИ

А. А. Чувызгалов^{a,b}, Д. Г. Гилев^{a,b}, Е. А. Вьюжанина^b, А. Б. Волынцев^a

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bПАО Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
614990, Пермь, 25 октября, 106

В работе представлено исследование объемных резонаторов с последующей стыковкой элемента ввода с чувствительным элементом. Технологически отработан метод получения биконического оптического волокна.

Ключевые слова: биконическое оптическое волокно; резонатор с модами шепчущей галереи; добротность

STADY CAVITY RESONATOR AS SENSITIVITY OF THE ANGULAR VELOCITY SENSOR ELEMENTS

A. A. Chuvyzgalov^{a,b}, D. G. Gilev^{a,b}, E. A. Vyuzhanina^b, A. B. Volintsev^a

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bPAO Perm Scientific Production Instrument Company, 25 Oktyabrya St. 106,
614990, Perm

In the presented study cavities with subsequent docking element input with a sensing element. Technologically perfected method for obtaining biconical optical fiber.

Keywords: biconical optical fiber; resonator with a whispering gallery modes; quality factor

Объектом данного исследования являются объемные оптические резонаторы с модами типа шепчущей галереи (РШГ). РШГ представляют собой тела вращения: сферы, диски, тороиды и т.д. Основным отличием данного типа резонатора, например, от резонатора Фабри – Перо (РФП), является достижение высоких значений добротности, от 10⁷ до 10¹² [1] при сохранении малых размеров (от нескольких десятков микрон до нескольких миллиметров) [2]. РФП достигает добротности 10⁷ [3], но проигрывает РШГ в размерах. РШГ широко применяются в качестве датчиков температуры, деформации, давления, различных оптических фильтров, биосенсоров, а также являются составной частью лазеров [4]. Объемные резонаторы используются в качестве чувствительных элементов в датчиках угловых скоростей. Чувствительность или минимально детектируемая скорость вращения (разрешение) зависит от добротности. Соответственно, чем выше добротность, тем меньшую угловую скорость объекта сможет детектировать датчик.

РШГ представляет собой диэлектрический резонатор. Если луч падает на границу диэлектрика под углом, большим угла полного внутреннего отражения, то он будет «скользить» по внутренней поверхности резонатора, не покидая его. Если после прохождения круга луч снова находится в фазе, то будет выполняться условие для стоячей волны в резонансе. В противном случае излучение рассеивается (рис. 1).

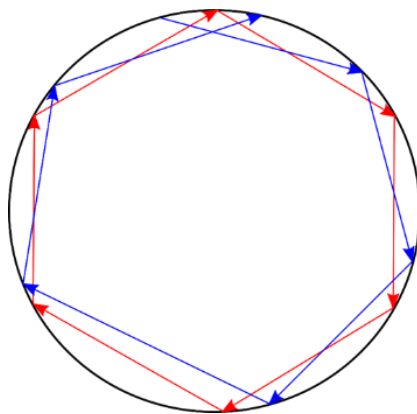


Рис. 1. Распространение света в резонаторе шепчущей галереи. Красная линия иллюстрирует луч, оптический путь которого после одного прохождения круга создаёт замкнутый контур и, следовательно, способен резонировать. Синяя линия иллюстрирует луч, который не образует замкнутый контур, а значит не резонирует

Резонатор является многомодовым. Моды типа шепчущей галереи (МШГ) – это резонансные стоячие волны, которые могут возбуждаться в осесимметричных системах из-за эффекта полного внутреннего отражения. Подобно связанным с атомами состояниям, моды РШГ обозначены тремя квантовыми числами l , m , q , где l – полярная мода, m – азимутальная мода, q – радиальная мода [4]. Однако нам интересно распространение только фундаментальной моды, так как это и есть мода шепчущей галереи. Она описывается как $q = 1$ и $l = m$, где l и m – большие числа. В самом общем случае добротность определяется отношением между сохраненной энергией и потерей энергии за цикл [5], как описано в уравнении

$$Q = \frac{\text{Сохраненная мощность}}{\text{Потеря мощности}} \quad (1)$$

РШГ, как и любые другие оптические резонаторы, имеют потери излучения. Вследствие того, что поверхность боковых стенок резонатора не идеально ровная, а имеет шероховатость, распространений с полным внутренним отражением не бывает, и, следовательно, часть волны просачивается наружу.

Добротность РШГ тесно связана с оптическими потерями. Существует несколько факторов, определяющих суммарные потери в РШГ в зависимости

от материала, геометрии или метода связи. Добротность РШГ определяется выражением:

$$Q^{-1} = Q_{\text{материала}}^{-1} + Q_{\text{излучения}}^{-1} + Q_{\text{пов.рас}}^{-1} + Q_c^{-1} \quad (2)$$

где $Q_{\text{материала}}^{-1} + Q_{\text{излучения}}^{-1} + Q_{\text{пов.рас}}^{-1}$ – слагаемые, связанные с материальными характеристиками резонатора, Q_c^{-1} – слагаемое, зависящее от коэффициента соединения резонатора с элементом ввода/вывода. Стоит отметить, что добротность может быть нагруженной и ненагруженной. Ненагруженная добротность имеет место, когда резонатор не соединен с элементом ввода. При соединении элемента ввода с РШГ вводятся дополнительные потери. Следовательно, нагруженная добротность всегда меньше ненагруженной.

Выделим основные преимущества объемных резонаторов:

- Малый размер (от нескольких десятков мкм до 1 мм) [2].
- Широкий диапазон частот, в котором высокая добротность сохраняется.

Также, существуют недостатки, а именно, поскольку тепловое расширение задается материалом резонатора, некоторые РШГ подвержены тепловым флуктуациям (SiO_2 , CaF_2) [6].

Долгое пребывание в окружающей среде ухудшают добротность РШГ.

Один из наиболее эффективных и просто реализуемых методов ввода излучения в резонатор – ввод с помощью биконического оптического волокна (БОВ).

Схема установки, на которой было изготовлено БОВ, представлена на рис. 2.

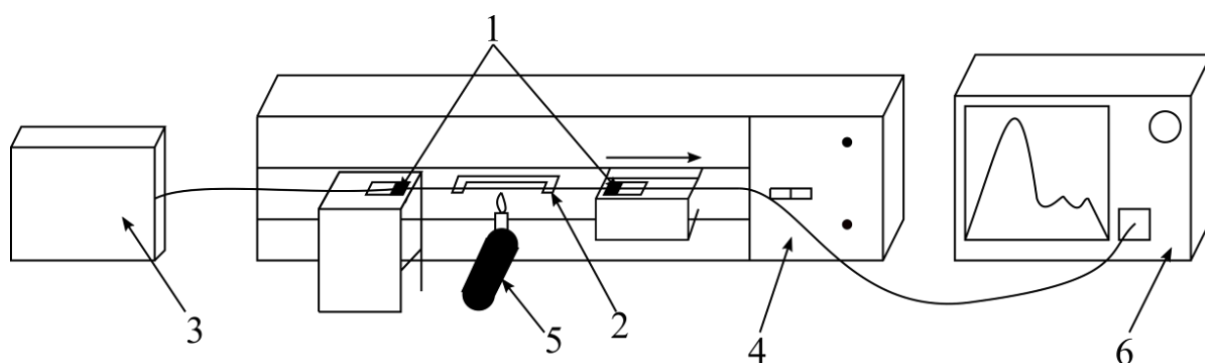


Рис. 2. Схема установки для получения биконического оптического волокна:

- 1 – держатель оптического волокна, 2 – оснастка крепления оптического волокна, 3 – источник излучения УСЭм, 4 – позиционер THORLABS Model LTS300/M, 5 – газовая горелка, 6 – спектроанализатор Yokogawa AQ6370D*

Во избежание неоднородности вытягивания и спектральной селективности, при использовании спиртовой горелки, было принято решение использовать газовую горелку ввиду стабильности потока выходящего газа. Оптическое волокно зачищалось стриппером путем снятия защитного покрытия (20 мм) и обработки спиртом, и укладывалось в специальные держатели 1 так, чтобы волокно находилось поверх оснастки 2 в натянутом состоянии. С помощью источника 3 в волокно вводилось излучение. Спектр источника отображался на спектроанализаторе 6. После включения газовой горелки, один из держателей позиционера 4 приводился в движение и вытягивал оптическое волокно.

БОВ вытягивалось на 19 мм со скоростью 10 мм/с, что позволило добиться малого диаметра самой узкой части волокна. Равномерность вытягивания контролировалась по спектру на спектроанализаторе. После этого, если появлялась спектральная селективность БОВ, оно дотягивалось вручную на 2 – 3 мм до выравнивания спектра.

Стыковка элемента ввода с чувствительным элементом производилась на установке с высокоточными позиционерами.

Схема установки, на которой производилась стыковка БОВ с объемным резонатором представлена на рис. 3.

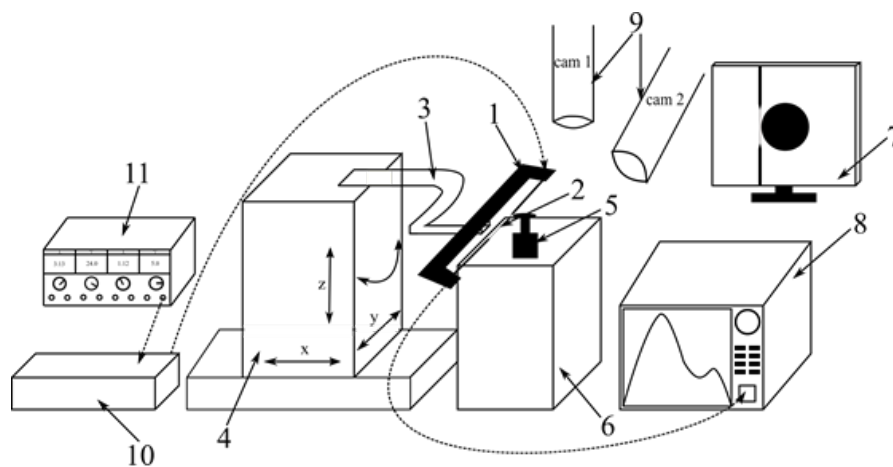


Рис. 3. Установка для связи биконического волокна с РШГ:

1 – оснастка для биконического волокна, 2 – биконическое волокно, закрепленное на оснастке, 3 – гриппер, 4 – шестиосевой микропозиционер, 5 – объемный резонатор, 6 – столик с вакуумным прижимом, 7 – компьютер, 8 – спектроанализатор, 9 – камеры с подсветкой, 10 – источник излучения, 11 – источник питания

Оснастка 1 с биконическим волокном 2 устанавливалась на гриппер 3, который, в свою очередь, крепился на столик с шестиосевым высокоточным позиционером 4, затем БОВ юстировалось относительно объемного резонатора 5, установленного на столик с вакуумным прижимом 6. Контроль за подвижками осуществлялся с помощью камер, изображения которых выводились на компьютер 7.

Сначала выполнялась более грубая юстировка. Чтобы убедиться в том, что возбуждение мод происходит, вводилось излучение на длине волны 635 нм.

После настройки на видимом излучении, вводилось излучение на длине волны 1550 нм. Для наилучшей связи расстояние между биконическим волокном и резонатором должно составлять 100–150 нм. Участок растянутого волокна составляет несколько сантиметров [4]. Меньшее расстояние приводило к «прилипанию» биконического волокна к резонатору и, соответственно, к нагруженной добротности.

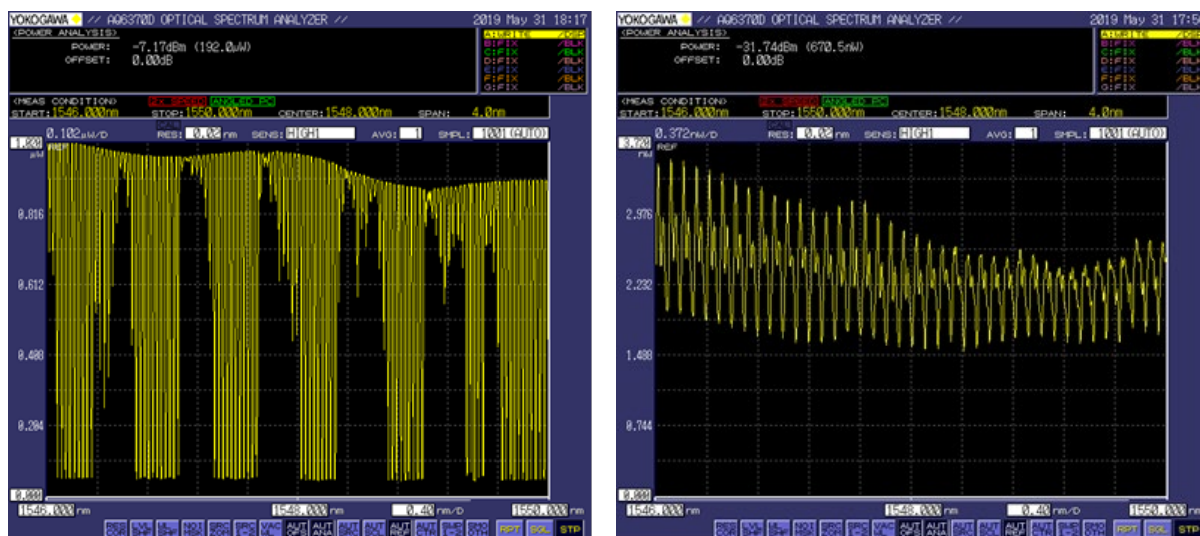


Рис. 4. Сравнение спектров не нагруженной и нагруженной добротности

В результате проделанной работы была собрана установка для изготовления биконических волокон. Спроектирована и изготовлена оснастка для биконического оптического волокна, сферического резонатора, а также оснастка для целостного макета. Отработан технологический процесс изготовления БОВ, что позволяет делать биконические волокна достаточно тонкие (порядка 3 мкм). Выявлены и исправлены недостатки, связанные с выходом излучения из БОВ. Однако данный метод имеет ряд недостатков. БОВ достаточно хрупкое, и любые внешние воздействия, такие как поток воздуха, температура, сильно влияют на целостность элемента ввода, получаемый спектр, а также вносит оптические потери. Несмотря на его эффективность, есть необходимость в использовании другого, более стабильного, метода, или же стабилизировать целостный макет по температуре и производить герметизацию в корпусе.

Также была проведена стыковка с дисковыми резонаторами CaF₂, MgF₂ и сферическим резонатором. Добротность, полученная для данных образцов, не совпадает с действительным значением (108) и составляет 105. Требуется дополнительные исследования.

Список литературы

1. *Bhat A. K., Storey M. J., Bhave S. A.* Optomechanical sensing of wine-glass modes of a BAW resonator // 2015 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (ISISS) Proceedings. Napuna Beach, HI, USA, 2015. P. 1–2.
2. *Tien M. C., Bauters J. F., Heck M. J., Spencer D. T., Blumenthal D. J., Bowers J. E.* Ultra-high quality factor planar Si_3N_4 ring resonators on Si substrates // Optics Express. 2011. Vol. 19 (14). P. 13551–13556.
3. *Городецкий М.* Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011. 416 с.
4. *Dong Y., Wang K., Jin X.* Packaged microsphere-taper coupling system with a high Q factor // Applied Optics. 2015. Т. 54. №. 2. С. 277–284.
5. *Collot L., Lefevre-Seguin V., Brune M., Raimond J. M., Haroche S.* Very high-Q whispering-gallery mode resonances observed on fused silica microspheres // EPL (Europhysics Letters). 1993. Vol. 23 (5). P. 327.
6. *Кондратьев Н. М., Городецкий М. Л.* Численное моделирование тепловых шумов в микрорезонаторах с модами шепчущей галереи // Труды школы-семинара «Волны-2017». Математическое моделирование в радиофизике и оптике. Москва, 2017. С. 23–27.

ВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ПРОТОННООБМЕННЫХ ФАЗ, СФОРМИРОВАННЫХ НА ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА НИОБАТА ЛИТИЯ

А. И. Чуракова, О. Р. Семенова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе проведен анализ влияния временного фактора на стабильность протоннообменных фаз, сформированных на поверхности монокристалла ниобата лития. С использованием методов дифракционного структурного анализа установлены структурные изменения данных фаз.

Ключевые слова: ниобат лития; протонный обмен

TEMPORARY STABILITY OF THE PROTON-EXCHANGE PHASES FORMED ON THE SURFACE OF A LITHIUM NIOBATE MONOCRYSTAL

A. I. Churakova, O. R. Semenova

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

In this paper the influence of the time factor for the stability of proton-exchange phases formed on the surface of a lithium niobate monocrystal is analyzed. Using the methods of diffraction structural analysis, structural changes of these phases are established.

Keywords: lithium niobate; proton exchange

Одним из этапов создания планарного волновода на основе монокристалла ниобата лития является протонный обмен, представляющий собой реакцию ионного обмена между кристаллом ниобата лития и расплавом бензойной кислоты. В процессе протонирования образца ионы лития в поверхностном слое кристалла частично замещаются протонами кислоты, и образуется область с измененной кристаллической решеткой. Показатель преломления в объеме кристалла отличается от показателя преломления этой области так, что выполняется закон полного внутреннего отражения, и световой сигнал может распространяться в полученном слое. Это является основой создания планарных волноводов на монокристаллах ниобата лития.

Благодаря возможности управления свойствами посредством изменения состава, кристаллы ниобата лития являются универсальными для использования в оптике. Протонный обмен приводит к возникновению слоистых (областей с измененной кристаллической решеткой) зон с сильнодеформированной решеткой. После протонного обмена у волновода получается ступенчатый профиль показателя преломления [1]. В этом случае при стыковке оптического волокна с полученным волноводом получается большая разность

между показателями преломления волновода и волокна, которая будет приводить к обратным отражениям. Для минимизации этого явления, а так же стабилизации оптических свойств волноводов проводят отжиг.

Процесс протонного обмена и отжига – это две независимые процедуры, которые производят в разных температурных режимах с некоторым временным интервалом. В данной работе исследуется временная устойчивость структуры протоннообменных слоев монокристалла без проведения постобменного отжига. Для этого образец размера $10 \times 15 \times 1$ мм³ X-среза кристалла ниобата лития при температуре 190° С в течение 2 ч в циркониевом реакторе закрытого типа был выдержан в бензойной кислоте.

Одним из методов отслеживания структурных изменений в кристаллической решетке монокристаллов является метод двухкристальной дифракции рентгеновских лучей. Этот метод часто используют при изучении слоистых структур, возникающих при ионной имплантации или выращивании эпитаксиальных слоев.

На рис. 1. представлены кривые дифракционного отражения (110) и (220) исходного монокристалла, полученные на рентгеновском двухкристальном дифрактометре ДРОН-УМ1. Используемое излучение отвечает β -линии К-серии характеристического спектра кобальтового анода ($\lambda_\beta = 1.62073$ Å). Полученные кривые позволяют оценить структурное совершенство исходного монокристалла и определить глубину проникновения излучения в монокристалл. Несимметричная форма кривых свидетельствует о наличии структурных несовершенств (дефектов) в облучаемом объеме монокристалла.

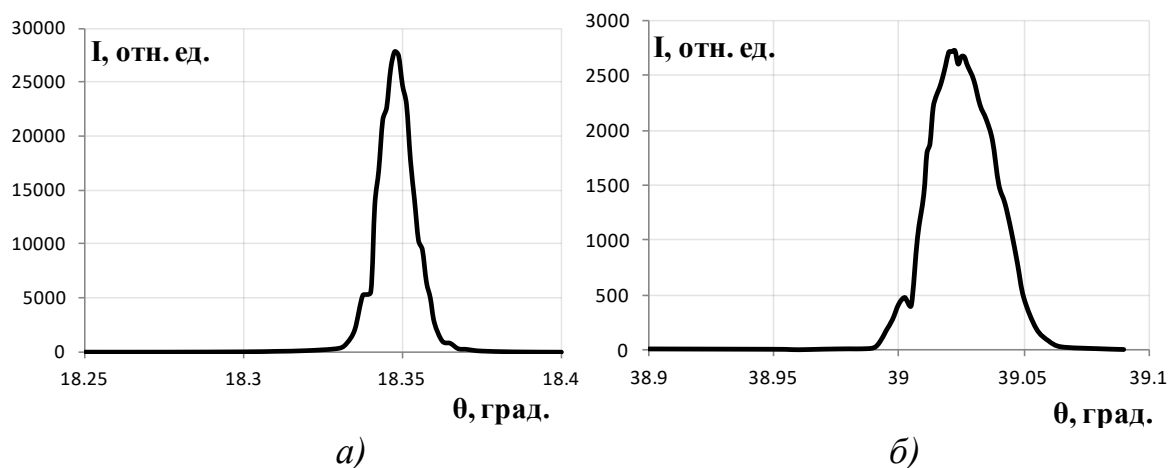


Рис. 1. Кривые дифракционного отражения (110) (а) и (220) (б) для монокристалла ниобата лития в исходном состоянии

Глубина проникновения может быть найдена с использованием выражения для интегральной интенсивности в симметричном брэгговском случае, реализуемом на дифрактометре в поставленном эксперименте [2]:

$$J = J_\infty \left[1 - e^{-\frac{2\mu t}{\sin\theta}} \right], \quad (1)$$

где J_{∞} – интегральная интенсивность бесконечно толстого кристалла, θ – угол отражения, μ – коэффициент ослабления, t – глубина проникновения рентгеновских лучей в кристалл.

Для определения коэффициента ослабления многокомпонентного материала μ используем формулу [3]:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i \omega_i, \quad (2)$$

где $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_i$ – массовый коэффициент ослабления i -той компоненты, $\omega_i = \frac{A_i}{\sum_i A_i}$ – весовая доля компоненты i . Для расчета возьмем следующие параметры монокристалла ниобата лития LiNbO_3 : плотность [4] $\rho = 4.648 \text{ г/см}^3$, атомные массы элементов – $A_{\text{Li}} = 7 \text{ а.е.м.}$, $A_{\text{Nb}} = 93 \text{ а.е.м.}$, $A_{\text{O}_3} = 48 \text{ а.е.м.}$. Получим $\omega_{\text{Li}} = 0.05$, $\omega_{\text{Nb}} = 0.63$, $\omega_{\text{O}_3} = 0.32$. Массовые коэффициенты ослабления [3] для компонент кристалла равны $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Li}} = 0.8$, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{O}_3} = 15$, $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Nb}} = 170$. Таким образом, для LiNbO_3 имеем $\mu = 296.45 \text{ см}^{-1}$.

Измеряя интегральные интенсивности J_{110} и J_{220} двух порядков отражения линий (110) и (220) на рис. 1, соответственно, в симметричном брэгговском случае, согласно (1) получаем уравнение для глубины проникновения t :

$$\frac{J_{110}}{J_{220}} = \frac{1 - e^{-\frac{2\mu t}{\sin\theta_{110}}}}{1 - e^{-\frac{\mu t}{\sin\theta_{110}}}}. \quad (3)$$

Заметим, что для углов отражения, отвечающих двум порядкам отражения, выполняется соотношение $\sin\theta_{220} = 2 \sin\theta_{110}$. Расчет по полученным на рис. 1 дифракционным кривым дает $t = 17.96 \text{ мкм}$. Таким образом, форма кривых дифракционного отражения несет информацию о структурных изменениях в слое толщиной около 15 мкм.

Как уже упоминалось выше, протонный обмен приводит к формированию в поверхностном слое областей с измененной кристаллической решеткой, иными словами происходит деформация кристаллической решетки, т.е. изменение межплоскостных расстояний. Известно, что кривые дифракционного отражения чрезвычайно чувствительны к такого рода структурным изменениям [2].

На рис. 2 представлены кривые дифракционного отражения протонированного образца, полученные сразу после протонного обмена (а), по истечении месяца (б) и полугода (в). Из анализа кривых дифракционного отражения следует, что в процессе протонного обмена наряду с исходной образуется, по меньшей мере, одна новая кристаллическая фаза. Этот вывод следует из того, что кривые имеют несколько разных по величине дифракционных максимумов (пику). Все они соответствуют меньшим, чем у пика подложки, углам и, следовательно, отвечают фазам с большим параметром решетки. Максимальный пик на рис. 2 соответствует пику подложки.

Сравнение кривых дифракционного отражения на рис. 2 показывает, что протоннообменные фазы, сформированные на X-срезе ниобата лития, не стабильны. С течением времени происходит смещение пиков протоннообменных слоев в сторону пика подложки, это отвечает уменьшению параметра решетки, что может быть связано с выходом водорода и возвратом структуры в исходное состояние. Однако, такой вывод делать весьма поспешно, т. к. требуется продолжить наблюдения.

Кроме того, следовало использовать несколько образцов и после регистрации кривых дифракционного отражения проводить отжиг образцов для установления влияния временного фактора на структуру полученных волноводов после отжига.

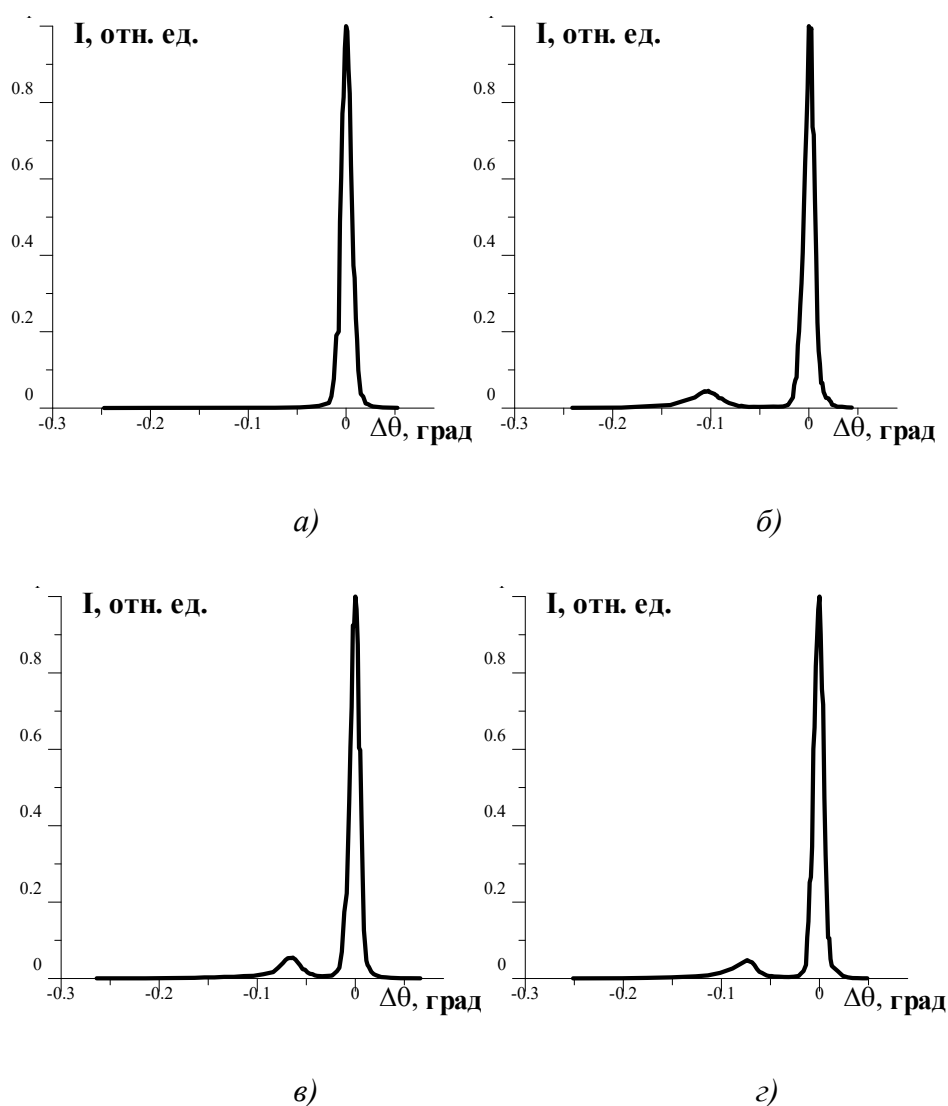


Рис. 2. Кривые дифракционного отражения (110) для монокристалла ниобата лития в исходном состоянии (а), после протонного обмена при 190 °С 2 ч (б), спустя месяц (в) и полгода (г) после протонного обмена

Полученные дифрактометрические кривые позволяют определить деформацию кристаллической решетки, обусловленную проведенным протонным обменом. Под деформацией ε мы понимаем относительное изменение межплоскостного расстояния отражающих плоскостей:

$$\varepsilon = \frac{d' - d}{d}, \quad (4)$$

где d и d' – межплоскостное расстояние кристаллической решетки исходного и протонированного кристалла. Это выражение справедливо для случаев, когда $\varepsilon \ll 1$. Межплоскостное расстояние d определяют из формулы Вульфа – Брэгга, которая связывает межплоскостное расстояние d , угол отражения θ , порядок отражения n и длину волны излучения λ :

$$2d \sin \theta = n\lambda.$$

Для дальнейшего распознавания возникших протоннообменных фаз были построены зависимости относительной интенсивности от деформации кристаллической решетки (рис. 3). Отметим, что на рис. 3 исключен дифракционный пик подложки, так как он на несколько порядков больше пиков протонированных слоев.

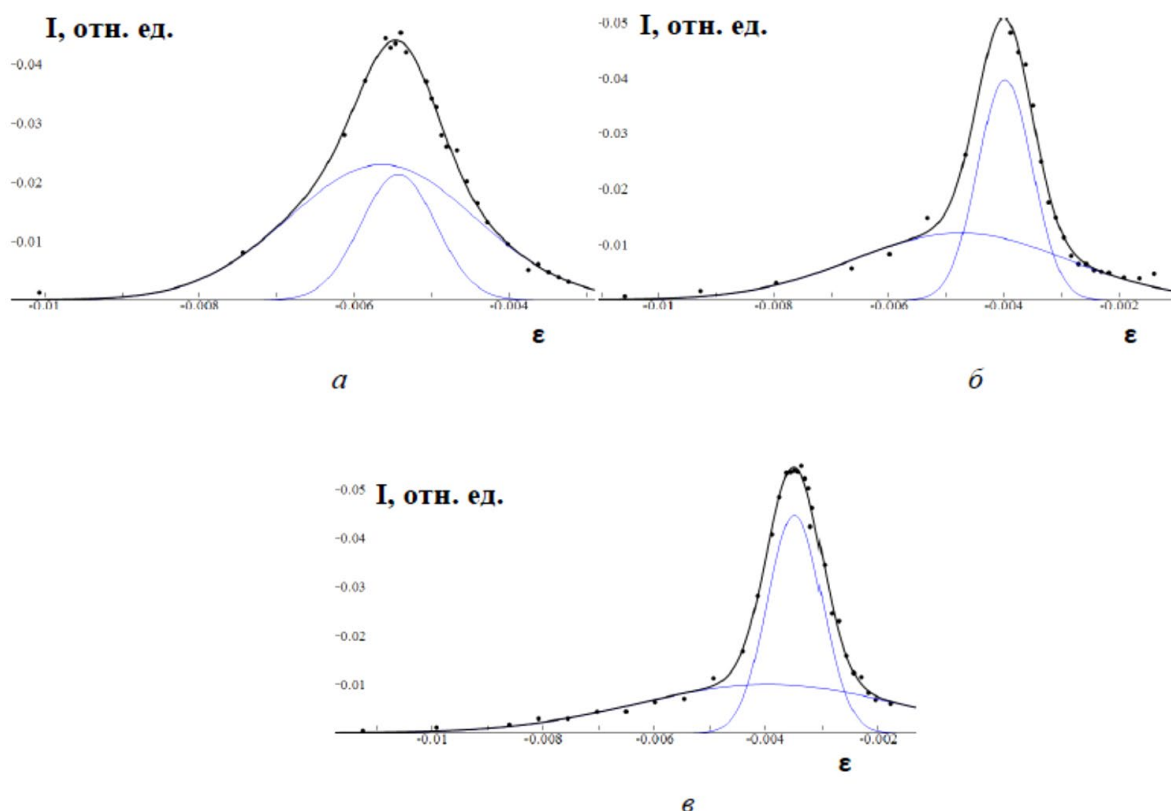


Рис. 3. Разделение пиков протоннообменных фаз:
образец сразу после протонного обмена (а);
спустя месяц (б); спустя полгода (в)

Оставшееся распределение интенсивности представляет собой сумму интегральных интенсивностей дифракционных максимумов от каждой новой фазы. Разделение этих максимумов позволяет установить величину деформации ε каждой из получившихся фаз. Идентификация фаз проводилась путем сопоставления величины деформации ε со структурной фазовой диаграммой, приведенной в работе [5]. Результаты идентификации представлены в табл. 1.

Табл. 1. Идентификация фаз после ПО образца №5

Время, мес.	№ пика	I, отн. ед	ε	Предполагаемая фаза
0	1	0.023	0.0056	β_2
	2	0.021	0.0054	β_1
1	1	0.013	0.0047	β_2
	2	0.038	0.0039	β_1
6	1	0.010	0.0039	β_2
	2	0.045	0.0034	β_1

Заметим, что идентификация фаз проводилась только по величине деформации ε , и в табл. 1 приведены лишь предполагаемые фазы. Для полной их идентификации требуется проводить измерение приращения показателя преломления каждой фазы.

Список литературы

1. *Korkishko Y. N., Fedorov V. A.* Structural phase diagram of $H_xLi_{1-x}NbO_3$ waveguides: The correlation between optical and structural properties // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 1996. Vol. 2 (2). P. 187–196.
2. *Уманский Я. С., Скаков Ю. А.* Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. М.: Металлургия, 1982. 632 с.
3. *Муркин Л. И.* Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М: Физматгиз, 1961. 863 с.
4. *Abrahams S. C., Reddy J. M., Bernstein J. L.* Ferroelectric lithium niobate. 3. Single crystal X-ray diffraction study at 24°C // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1966. Vol. 27. P. 997–1012.
5. *Коркишко Ю. Н., Федоров В. А.* Структурно-фазовая диаграмма протонообменных $H_xLi_{1-x}NbO_3$ волноводов в кристаллах ниобата лития // *Кристаллография*. 1999. Т. 44. № 2. С. 237–246.

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА НА ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫЕ БЕГУЩИЕ ВОЛНЫ В СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ИНЖЕКЦИИ

Е. В. Ветрова, Б. Л. Смородин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучены электроконвективные режимы бегущих волн в плоском конденсаторе, заполненном неизотермической слабопроводящей жидкостью при инъекции заряда с катода. В зависимости от интенсивности нагрева сверху в слое может существовать либо бегущая, либо модулированная по амплитуде и фазе бегущая волна. Проанализирована эволюция во времени максимальной (минимальной) функции тока и функции тока в фиксированной точке слоя, а также фазовой скорости бегущей волны. Построена диаграмма электроконвективных режимов.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость; инъекция; бегущие волны

INFLUENCE OF HEATING ON ELECTROCONVECTIVE TRAVELING WAVE IN A LOW CONDUCTING LIQUID UNDER INJECTION

E. V. Vetrova, B. L. Smorodin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Electroconvective modes of traveling waves in a flat capacitor filled with a non-isothermal low conducting liquid under charge injection from the cathode are studied. Depending on the intensity of heating from above, either traveling wave or modulated in amplitude and phase traveling wave exists in the capacitor. The temporal evolution of the maximum (minimum) stream function and the stream function at fixed points of the layer, as well as the phase velocity of the traveling wave, are analyzed. A map of electroconvective regimes is obtained.

Keywords: low conducting liquid; injection; electrohydrodynamics

1. Введение

Слабопроводящие жидкости – вещества, диапазон электропроводимости которых $10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1} \div 10^{-17} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [1]. К этому классу веществ относятся углеводородные масла, жидкие диэлектрики, топлива и т.д. Причиной электроконвекции в данных средах является взаимодействие зарядов с внешним электрическим полем. Заряд в слабопроводящих жидкостях возникает благодаря различным механизмам, среди которых электрокондуктивный [2–3], поляризационный [2], инъекционный [3–7]. В данной работе в продолжение исследований электроконвекции в слабопроводящей среде при инъекции заряда с катода [6, 7] проанализировано влияние интенсивности нагрева сверху на трансформацию

волновых режимов. Показано, что с уменьшением интенсивности нагрева рождается режим модулированных бегущих волн, который при еще меньших нагревах теряет устойчивость и переходит в режим стационарной конвекции.

2. Постановка задачи

Рассмотрим плоский горизонтальный конденсатор в поле силы тяжести \vec{g} , заполненный слабопроводящей жидкостью. К обкладкам конденсатора приложены разность температур Θ и разность потенциалов V_0 . Система координат вводится так, что ось x направлена вдоль нижней пластины конденсатора, а ось z перпендикулярно слою (рис. 1). Рассматривается униполярная автономная инжекция с катода, причем заряд пропорционален величине электрического поля.

Попадая в жидкость, ионы распространяются благодаря проводимости и конвективного переноса.

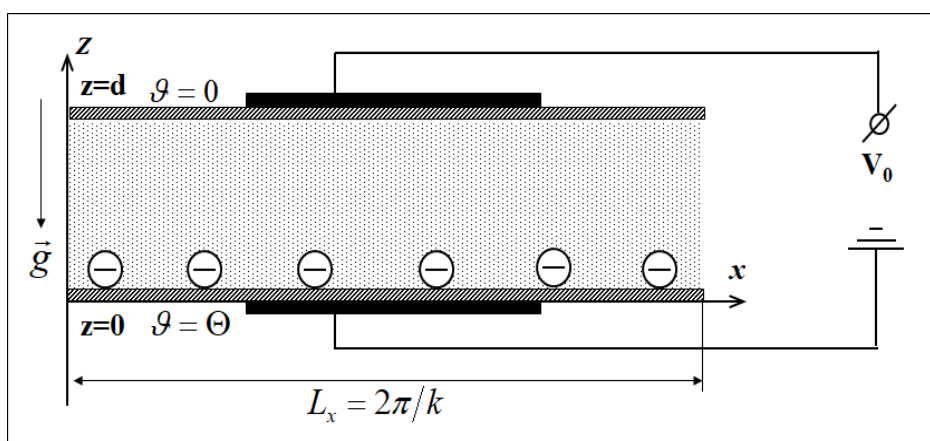


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим в качестве масштабов длины $[x] = d$, времени $[t] = d^2/\nu$, скорости $[v] = \nu/d$, давления $[p] = \rho_0 \nu^2/d^2$, разности потенциалов $[\Phi] = V_0$, плотности заряда $[q] = \epsilon_0 \epsilon V_0/d^2$, температуры $[\vartheta] = \Theta$. Тогда система уравнений электроконвекции для неоднородно нагретой жидкости принимают следующий вид [7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} - \frac{T^2}{M^2} q \nabla \Phi + \frac{Ra}{Pr} \vartheta \mathbf{e}, \\ \frac{\partial q}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) q &= \frac{T^2}{M^2} (q^2 - \nabla \Phi \cdot \nabla q), \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \vartheta &= \frac{1}{Pr} \Delta \vartheta, \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\Delta\Phi = -q,$$

где \mathbf{e} – единичный вектор, направленный вверх. В случае непроницаемых, твердых, электропроводящих и идеально теплопроводящих границ слоя имеем следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} z = 0: \quad \Phi = 0, \quad \vartheta = 0, \quad v = 0, \quad q = -A \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \\ z = 1: \quad \Phi = 1, \quad \vartheta = 1, \quad v = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

В систему уравнений (1) входят безразмерные гидродинамические параметры: число Рэлея $Ra = g\beta\theta d^3/\nu\chi$ и число Прандтля $Pr = \nu/\chi$, безразмерный электрический параметр – $T = \varepsilon_0\varepsilon V_0/\rho_0 K\nu$, параметр, характеризующий интенсивность инъекции заряда, $A = ad/\varepsilon_0\varepsilon$ и коэффициент подвижности инжектируемых ионов $M = \sqrt{\varepsilon_0\varepsilon/K^2\rho_0}$.

3. Анализ результатов

Задача (1–2) решалась методом конечных разностей [7] с использованием условия периодичности на боковых границах. Все расчеты были проведены при $Pr = 10$, $M = 14.14$, $A = -0.25$, типичных для слабопроводящих жидкостей, в которых электроконвекция возникает за счет инъекции [4–7]. Электрический параметр $T = 6820$.

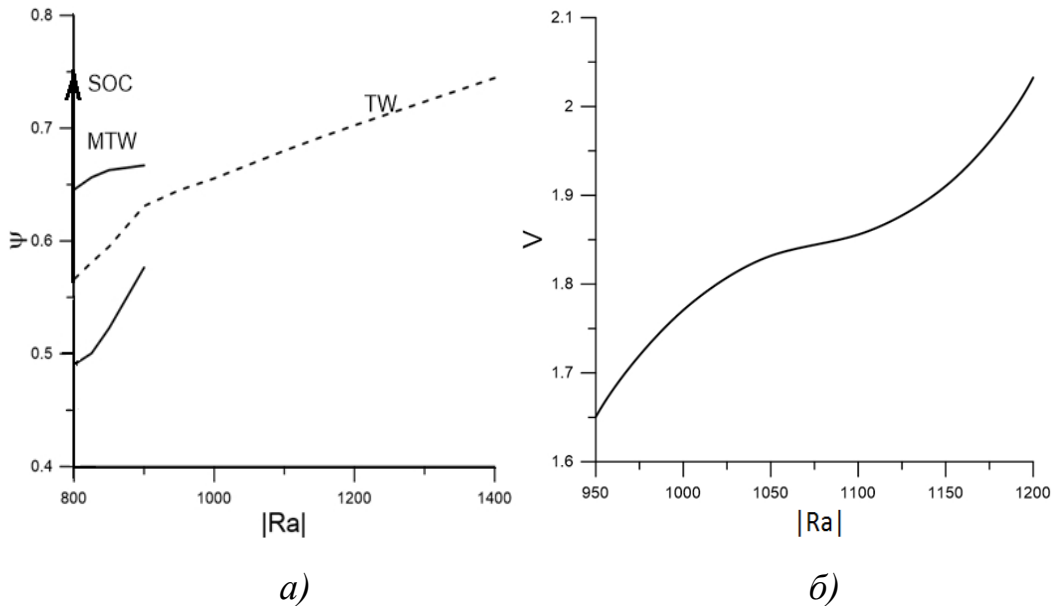


Рис. 2. Диаграмма волновых электроконвективных режимов конвекции:
 а) график зависимости функции тока от модуля числа Рэлея;
 пунктирная линия – средние значения амплитуды функции тока,
 сплошные – максимальные и минимальные значения, соответственно;
 б) зависимость фазовой скорости бегущей волны от числа Рэлея

На рис. 2 (диаграмма волновых электроконвективных режимов конвекции) представлены среднее за период значение амплитуды функции

тока в конвективной ячейке (штриховая линия), а также максимальное и минимальные значения амплитуды функции тока в модулированной волне (сплошные линии) MTW. Нагреву сверху отвечают отрицательные значения числа Рэлея, для удобства на рисунках представлен его модуль. В зависимости от степени нагрева слоя (рис. 2а) могут существовать либо бегущие волны TW ($950 < |Ra| < 1400$), либо модулированные бегущие волны MTW ($787 < |Ra| < 950$). С уменьшением интенсивности нагрева фазовая скорость горизонтального движения волны V монотонно убывает (рис. 2б). В случае $|Ra| < 800$ происходит переход системы в режим стационарной конвекции SOC.

На рис. 3 представлены изменения типичных характеристик бегущей волны в случае $|Ra| = 1100$. Рис. 3а демонстрирует периодическое изменение функции тока точке ($x = 1/2, z = 1/4$) со временем, связанное с чередующимся прохождением через эту точку конвективных валов бегущей волны TW с различным направлением вращения. Амплитуда функция тока равна 0.68. Изменение координаты максимума функции тока (центра конвективного вала, вращающегося по часовой стрелке) со временем, представленное на рис. 3б, соответствует волне, бегущей справа налево. Тангенс угла наклона к графику $x(t)$ равен фазовой скорости волны.

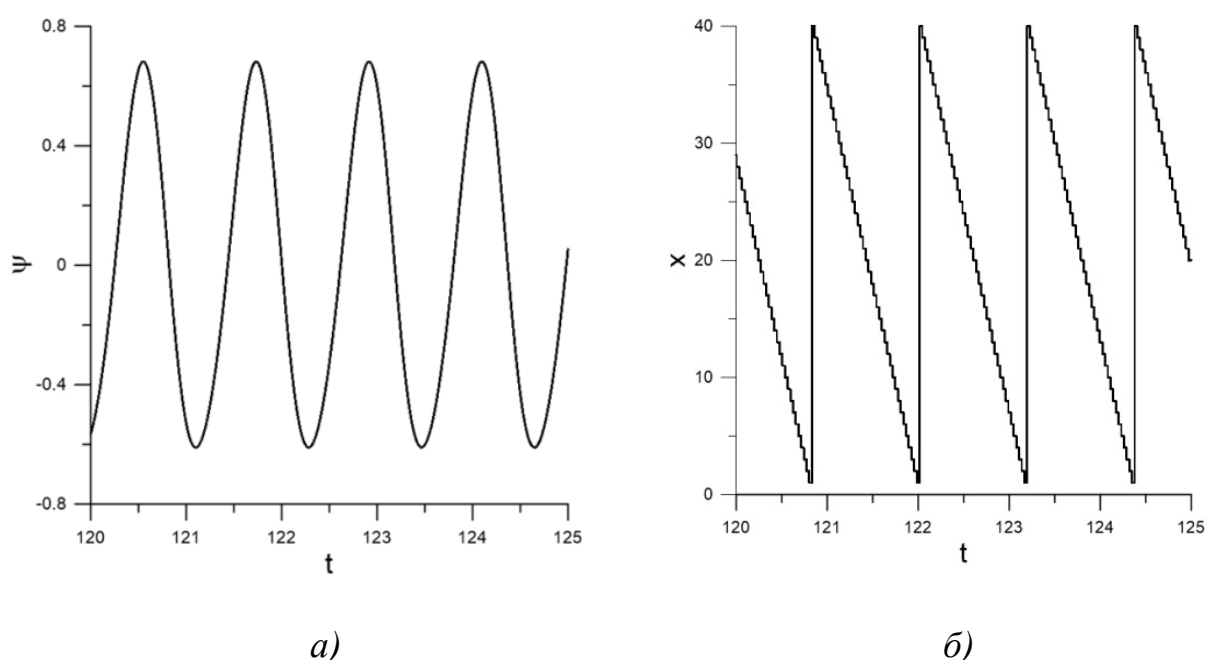


Рис. 3. $|Ra|=1100$. Бегущая волна. Зависимости от времени:
 а) функции тока в фиксированной точке;
 б) координаты максимума функции тока

В режиме модулированных бегущих волн (MTW) (рис. 4а) при $|Ra| = 825$ среднее значение максимальной функции тока ψ приблизительно равно 0,58, при этом верхняя граница модуляции максимальной функции тока –

$\psi_2 \approx 0,65$, а ее нижняя граница – $\psi_1 \approx 0,50$ (рис. 4б, глубина модуляции составляет $\sim 14\%$). При этом изменяется не только амплитуда, но и фазовая скорость волны (рис. 4в, касательные, отмеченные пунктирными линиями, меняют наклон).

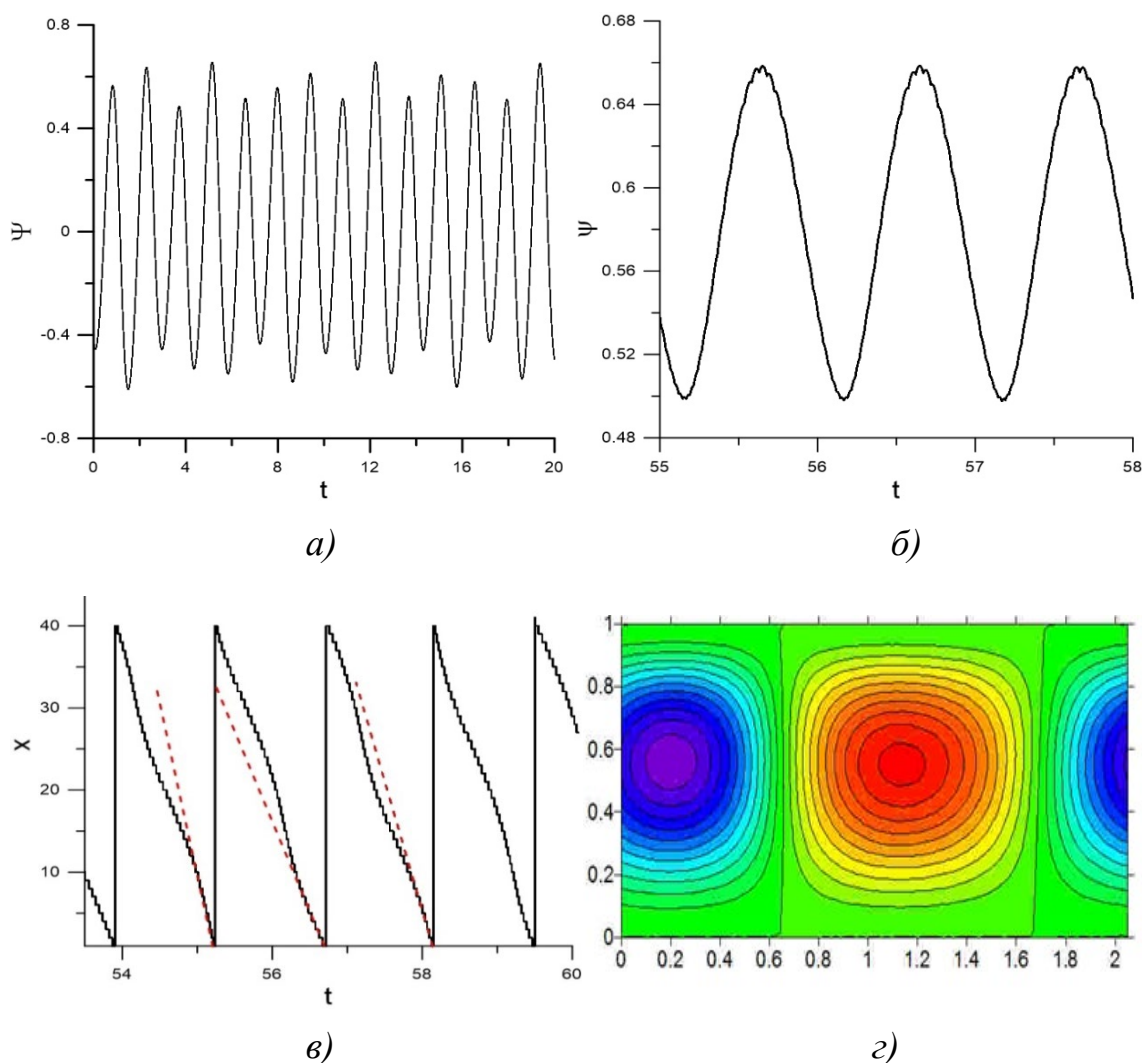


Рис. 4. Модулированная бегущая волна: $|Ra|=825$. Зависимости от времени: а) функции тока в фиксированной точке; б) максимальной функции тока; в) координаты максимума функции тока; г) поле функции тока

4. Заключение

В настоящей работе исследованы режимы электроконвекция в слое нагреваемой сверху слабопроводящей жидкости. Проанализировано влияние величины нагрева на интенсивность конвекции и фазовую скорость бегущей волны. Показано, что с уменьшением интенсивности нагрева рождается режим модулированных по амплитуде и фазе бегущих волн. Чем меньше нагрев. Тем больше глубина модуляции. При нагревах $|Ra| < 787$ модулированная волна теряет устойчивость и жидкость переходит в режим стационарной конвекции.

Список литературы

1. *Жакин А. И.* Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физ. наук. 2006. Т. 176. № 3. С. 289–310.
2. *Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишнев: Штиинца, 1977. 320 с.
3. *Ильин В. А., Смородин Б. Л.* Нелинейные режимы электроконвекции слабопроводящей жидкости // Письма в Журнал технической физики. 2007. Т. 33. № 8. С. 81–87.
4. *Lacroix J. C., Atten P., Hopfinger E. J.* Electro-convection in a dielectric liquid layer subjected to unipolar injection // Journal of Fluid Mechanics. 1975. Vol. 69. P. 539–563.
5. *Perez A. T., Castellanos A.* Role of charge diffusion in finite-amplitude electroconvection // Journal of Fluid Mechanics. 1989. Vol. 40. P. 5844–5855.
6. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инъекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. №. 5. С. 997–1005.
7. *Ильин В. А., Александрова В. Н.* Волновые режимы электроконвекции слабопроводящей жидкости при униполярной инъекции заряда в постоянном электрическом поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2020. Т. 157. № 2. С. 349–356.

СРАВНЕНИЕ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ТОЛЩИНЫ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ

И. В. Жужин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Проведены сравнительные измерения толщины жидкокристаллической ячейки двумя независимыми методами: методом измерения емкости ЖК ячейки и методом спектральной зависимости пропускания света через ячейку. Определены погрешности измерений. Дан анализ возможных причин, приводящих к погрешностям методов.

Ключевые слова: жидкокристаллическая ячейка; электроемкость; интерференция света; спектральная зависимость

COMPARISON OF METHODS FOR MEASURING THE THICKNESS OF A LIQUID CRYSTAL CELL

I. V. Zhuzhin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Comparative measurements of the thickness of a liquid crystal cell were made using two independent methods: the method of measuring the capacity of the LCD cell and the method of spectral dependence of light transmission through the cell. Measurement errors are determined. The analysis of possible reasons leading to errors in the methods is given.

Keywords: liquid crystal cell; electrical capacity; light interference; spectral dependence

Одним из важных параметров ЖК-ячеек является толщина слоя жидкого кристалла. От ее величины зависят динамические и фазовые характеристики жидкокристаллических устройств. Знание толщины слоя ЖК необходимо также при анализе теоретических и экспериментальных исследований. Поэтому методы предварительного определения толщины слоя ЖК являются актуальными. Методики измерения толщины воздушного зазора жидкокристаллических ячеек описаны в работах [1–2]. Однако не все они могут быть применены в обычных лабораторных условиях.

Для исследования была изготовлена ЖК-ячейка, представляющая собой две стеклянные пластинки, образующие плоский капилляр типа сэндвич. На внутренних поверхностях стекол нанесен прозрачный проводящий слой (ITO – индиево-оловянный оксид), образующий обкладки конденсатора и токоподводящие электроды. Для фиксации зазора между стеклами используются изолирующие пленки или спейсеры, которые фиксируются различными клеевыми составами (рис. 1). При изготовлении испытуемой ячейки была использована диэлектрическая прокладка из тефлона толщиной порядка 15 мкм.

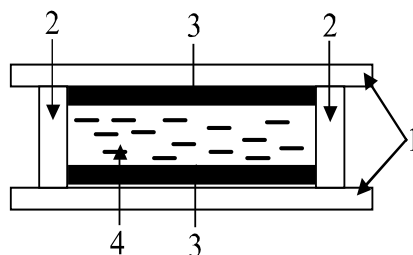


Рис. 1. Схема жидкокристаллической ячейки: 1 – стеклянные подложки с напыленным проводящим слоем, 2 – прокладки, 3 – ориентирующий слой, 4 – образец

Обычно толщину слоя ЖК в плоскопараллельной ячейке определяют перед ее заполнением жидким кристаллом.

Один из распространенных методов определения толщины жидкокристаллической ячейки заключается в измерении емкости ячейки. Так как ЖК-ячейка представляет собой плоский конденсатор, обкладками которого служат стеклянные подложки, с нанесённым на них электропроводящим слоем, то согласно формуле расчета емкости C плоского конденсатора:

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} \text{ и } d = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{C}, \quad (1)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная, ϵ – диэлектрическая проницаемость воздуха, d – толщина воздушного зазора, S – площадь обкладки конденсатора.

Это самый простой и доступный метод оценки воздушного зазора ЖК-ячейки, т.к. не требует дорогостоящей аппаратуры и может быть легко реализован в любой лаборатории.

Для измерения емкости использовался прецизионный анализатор спектра WAYNE KERR 6550B, позволяющий выполнять частотную развертку как емкости C , так и тангенса угла потерь D . Типичные эпюры емкости и $\tan \delta$ от частоты показаны на рис. 2.

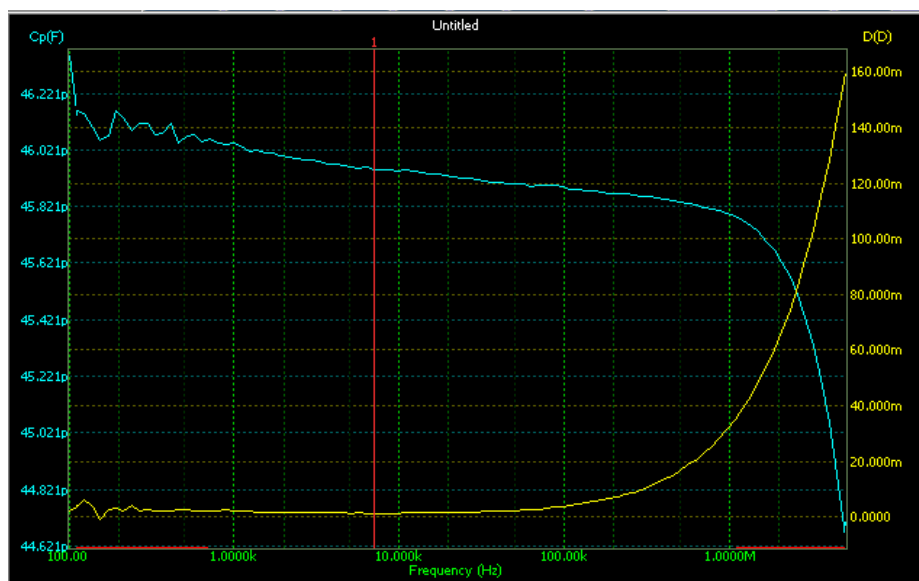


Рис. 2. Зависимость емкости C и $\tan \delta$ ЖК-ячейки от частоты

Для расчета толщины ячейки, полученной с помощью электроёмкостного метода, измерения емкости производились при частоте 10 кГц. Так для исследуемой ячейки электроемкость составила 45.9 пФ. Расчет по формуле (1) для толщины воздушного зазора дает: $d = 19$ мкм, что примерно на 26% больше толщины используемой прокладки.

К сожалению, данный метод не лишен недостатков. В условиях «ручного» изготовления ячеек очень трудно совместить поверхности токопроводящих областей. Площадь обкладок плоского конденсатора непосредственно входит в расчетную формулу (1), что приводит к погрешности расчета. Слой ориентанта также влияет на измеряемую величину емкости. Еще одной причиной погрешности расчета может быть дисперсия диэлектрической проницаемости.

Другим способом оценки толщины ячейки является метод спектральной зависимости интерференции световых волн, проходящих через ячейку. В условия \max и \min интерференции света входит длина волны λ

$$\Delta_{\max} = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad \Delta_{\min} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

где Δ – оптическая разность хода, а $k = 1, 2, 3 \dots$ – порядок интерференции. Поэтому при освещении ячейки естественным светом для длин волн соответствующих максимуму интерференции произойдет усиление интенсивности, а для длин волн соответствующих минимуму интерференции – ослабление интенсивности света. В отличие от метода конденсатора данный метод не зависит от площади обкладок, но требует более дорогостоящей аппаратуры.

Спектральную зависимость пропускаемого через ячейку света исследовали с помощью спектрофотометра SHIMADZU UV-2600 с программным обеспечением UVprobe. На рис. 3 показана типичная зависимость светопропускания T от длины волны λ , представляющая собой чередование максимумов и минимумов интенсивности света.

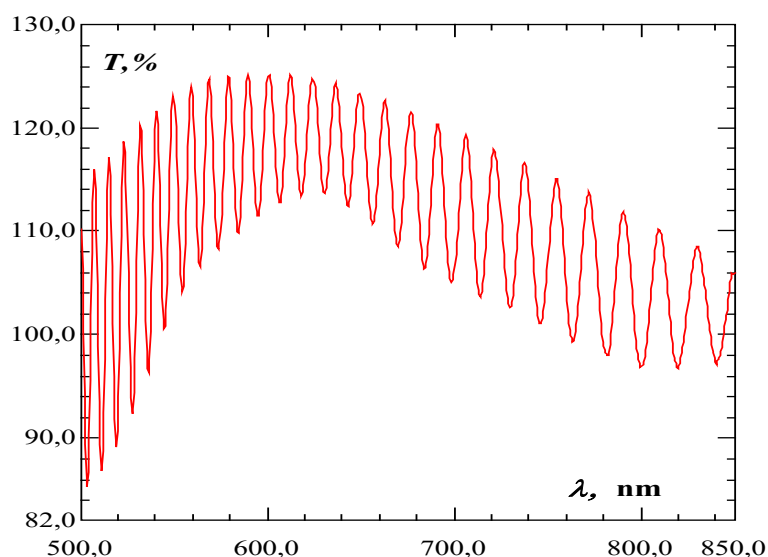


Рис. 3. Зависимость светопропускания T от длины волны λ

Для расчета толщины воздушного зазора удобно непосредственно использовать условия (2). Так как оптическая разность хода лучей в ячейке $\Delta = 2 \cdot d$, то, используя условие максимумов непосредственно получаем

$$k = d \cdot \frac{2}{\lambda_{\max}}$$

Тогда угловой коэффициент наклона прямой даст нам непосредственно толщину воздушного зазора ячейки, усредненную по всем максимумам. График зависимости порядка интерференции k от $2/\lambda$ показан на рис. 3. Здесь же дано аппроксимирующее уравнение и критерий детерминации R^2 . Обработка результатов измерений выполнена в программе Excel.

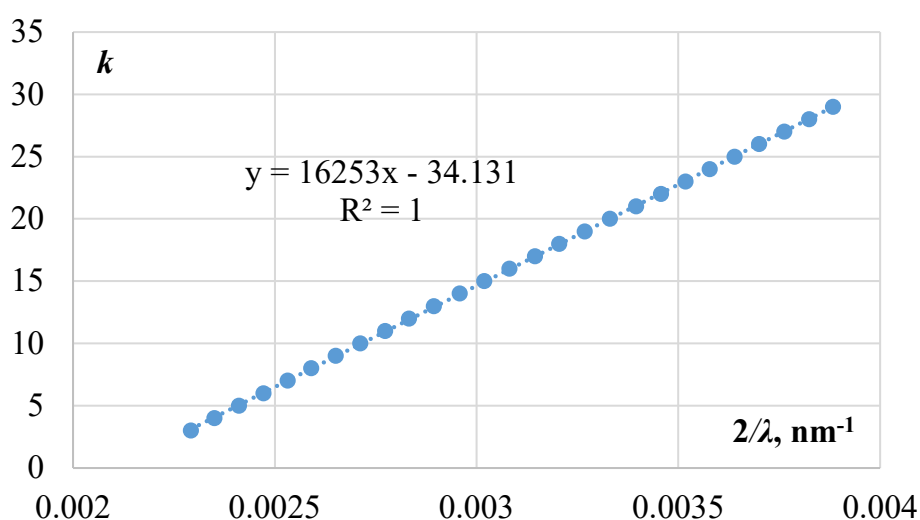


Рис. 4. График для определения толщины ячейки с помощью экстремумов интерференции света

Толщина воздушной прослойки составила 16.25 мкм, что на 8% больше толщины используемой прокладки. При этом необходимо отметить, что при изготовлении ячейки часть клеевого состава проникает под пленку прокладки, что и увеличивает толщину воздушного зазора. В этом случае предпочтительно использовать спейсеры.

Таким образом, интерференционный метод дает более правдоподобные результаты. Диэлектрический метод может быть использован только в качестве экспресс-оценки.

Список литературы

1. *Bruyneel F., De Smet H., Vanfleteren J., Van Calster A.* Method for measuring the cell gap in liquid-crystal displays // *Optical Engineering*. 2001. Vol. 40 (2). P. 259–267.
2. *Yang K. H.* Measurements of empty cell gap for liquid-crystal displays using interferometric methods // *Journal of Applied Physics*. 1988. Vol. 64 (9). P. 4780–4781.

ПОВЕДЕНИЕ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ПОДОГРЕВЕ СНИЗУ В НЕГАРМОНИЧЕСКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. А. Зайкова, Н. Н. Картавых

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

На основе маломодовой модели электроконвекции изучено поведение слабопроводящей жидкости в негармоническом поле горизонтального конденсатора при нагреве снизу. Использовалось приближение, в котором электропроводность среды линейно зависит от температуры. Построены зависимости электрического числа Рэлея, при котором возникает электроконвекция, и критического волнового числа от частоты поля. Найдены интервалы частот, при которых потеря устойчивости происходит через субгармонические колебания.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость; негармоническое электрическое поле; маломодовая модель электроконвекции

POORLY CONDUCTING FLUID BEHAVIOR IN NONHARMONIC ELECTRIC FIELD AT A HEATING FROM BELOW

A. A. Zajkova, N. N. Kartavykh

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The behavior of a poorly conducting fluid in the horizontal capacitor's nonharmonic electric field is studied. Low-mode model of electroconvection is used. The approximation in which the medium conductivity are linearly depends on temperature is used. The dependences of the critical Rayleigh electric number and wave number on the field frequency are found. Frequency ranges in which the instability loss with subharmonic oscillations are found.

Keywords: poorly conducting field; nonharmonic electric field; low-mode electroconvection model

К классу слабопроводящих жидкостей относят жидкие диэлектрики, углеводородные масла и топлива с проводимостью $\sigma \leq 10^{-7} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Тем не менее, именно проводимость определяет поведение таких веществ в электрическом поле [1]. Ранее движение слабопроводящей жидкости исследовалось в гармоническом электрическом поле [2–6]. В результате этих исследований на границе области неустойчивости удалось обнаружить синхронный и квазипериодический отклики системы на внешнее воздействие, при этом субгармонические колебания не были найдены. Однако, в работах [7, 8] субгармонический отклик системы был обнаружен в такой слабопроводящей среде, как нематический жидкий кристалл, находящийся во внешнем негармоническом электрическом поле. В данной работе исследуется слабопроводящая жидкость во внешнем

негармоническом электрическом поле. Целью исследования является поиск субгармонического отклика системы.

Рассматривается плоский горизонтальный слой неоднородно нагретой вязкой несжимаемой слабопроводящей жидкости, находящейся в переменном вертикальном электрическом поле с напряжённостью $E(t)$ и поле силы тяжести g (рис. 1).

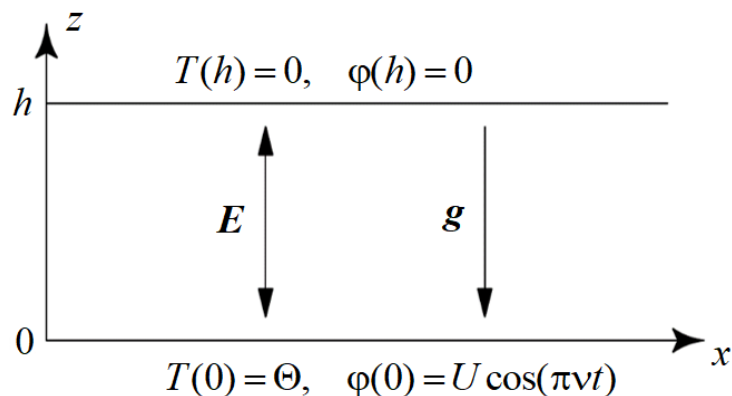


Рис. 1. Геометрия задачи

Поле, приложенное к обкладкам конденсатора, изменяется по закону (рис. 2):

$$E(t) = -E_0 \cos(\pi vt),$$

где E_0 – амплитуда напряжённости переменного поля.

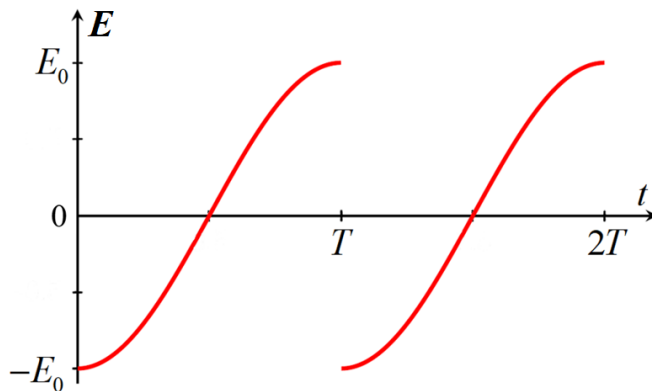


Рис. 2. Форма сигнала

На пластинах конденсатора, расположенных в плоскостях $z=0, h$ (h – толщина слоя), выполняются условия для скорости, температуры и потенциала:

$$z=0: \quad V=0, \quad T=\Theta, \quad \varphi=U \cos(\pi vt),$$

$$z=h: \quad V=0, \quad T=0, \quad \varphi=0,$$

где Θ – разница температур между обкладками, U, v – амплитуда и частота поля соответственно.

В рассмотренной задаче существует два механизма неустойчивости: термогравитационный, который связан с наличием силы тяжести и неравномерным нагревом жидкости, и электрокондуктивный, обусловленный зависимостью электропроводности от температуры.

Для описания движения жидкости в слое использовалась маломодовая модель электроконвекции в линейном приближении [9]:

$$\begin{aligned}
 \dot{X} &= \text{Pr}(-X + rY - eT \cos(\pi vt)), \\
 \dot{Y} &= -Y + X, \\
 \dot{Z} &= -bZ, \\
 \dot{W} &= -dW + V, \\
 \dot{V} &= \text{Pr}(-dV + (rW + eS \cos(\pi vt)) / d), \\
 \dot{S} &= -gS - gY \cos(\pi vt), \\
 \dot{T} &= -gT - gW \cos(\pi vt), \\
 \dot{U} &= -gU - 2gZ \cos(\pi vt),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где X, V – амплитуды пространственных гармоник функции тока, Y, Z, W – температуры, S, T, U – плотности заряда.

В системе (1) введены параметры:

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\text{Ra}}{\text{Ra}_0}, \quad e = \frac{\text{Ra}_\sigma}{\text{Ra}_{\sigma_0}}, \quad \text{Ra}_0 = \frac{\pi^4(1+k^2)^3}{k^2}, \quad \text{Ra}_{\sigma_0} = \frac{3\pi^4(1+k^2)^3}{8k^2}, \\
 b &= \frac{4}{1+k^2}, \quad d = \frac{4+k^2}{1+k^2}, \quad g = \frac{\text{Pr}}{\pi^2(1+k^2)\text{Pr}_e},
 \end{aligned}$$

где r – нормированное тепловое число Рэлея, e – нормированное электрическое число Рэлея, Ra – тепловое число Рэлея, Ra_0 – критическое число, при котором начинается термогравитационная конвекция, Ra_σ – электрический аналог числа Рэлея, Ra_{σ_0} – параметр системы, Pr – число Прандтля, Pr_e – электрическое число Прандтля, k – волновое число, характеризующее периодичность возмущений в плоскости слоя, b, d – геометрические параметры, g – параметр, определяющий отношение времени тепловых возмущений и возмущений заряда.

Система дифференциальных уравнений (1) имеет периодические коэффициенты. Согласно теории Флоке [10], любое из линейно независимых решений уравнений такой системы характеризуется мультипликаторами Флоке $\gamma_k = \exp(\lambda_k T')$ и может быть записано в виде $X(t + T') = \gamma X(t)$, где $X(t)$ – вектор-столбец линейно независимых решений системы (1), γ – постоянная матрица, T' – период коэффициентов. Характеристические

показатели $\lambda_k = \text{Re}\lambda_k + i\text{Im}\lambda_k$ являются комплексными, где k – количество уравнений в системе. Упорядочим γ_k : $|\gamma_1| \geq |\gamma_2| \geq \dots \geq |\gamma_k|$. При $|\gamma_1| > 1$ наблюдается неустойчивость – появившиеся в системе возмущения возрастают. При $|\gamma_1| < 1$ возникающие в системе колебания затухают, что соответствует равновесному состоянию.

Мнимая часть мультипликатора Флоке определяет тип отклика системы. Если $\text{Im}\gamma \neq 0$ ($|\gamma_1| = 1$), то в системе наблюдаются квазипериодические колебания. Синхронным колебаниям соответствуют $\text{Im}\gamma = 0$ и $\text{Re}\gamma = 1$ ($|\gamma_1| = 1$). Если $\text{Im}\gamma = 0$ и $\text{Re}\gamma = -1$ ($|\gamma_1| = 1$), то наблюдаются субгармонические колебания.

Для решения системы (1) использовался метод Рунге-Кутты четвёртого порядка точности. Построение нейтральных кривых производилось с помощью метода секущих и метода половинного деления. Для нахождения глобальных минимумов нейтральных кривых применялся метод парабол. Глобальные минимумы нейтральных кривых электроконвекции соответствуют критическим значениям волнового числа k_c и электрического параметра e_{\min} , при которых возникает неустойчивость.

Вычисления проводились для следующего набора параметров: $\text{Pr} = 400$, $\text{Pr}_e = 30$, соответствующих такой слабопроводящей жидкости, как кукурузное масло [11], при интенсивности нагрева $\tau = 0.8$ (подогрев снизу).

В данной работе рассмотрен интервал обратных частот $1/\nu = [10; 150]$. На рис. 3 приведены нейтральные кривые, глобальный минимум которых соответствует разным типам колебательной неустойчивости. Для периода

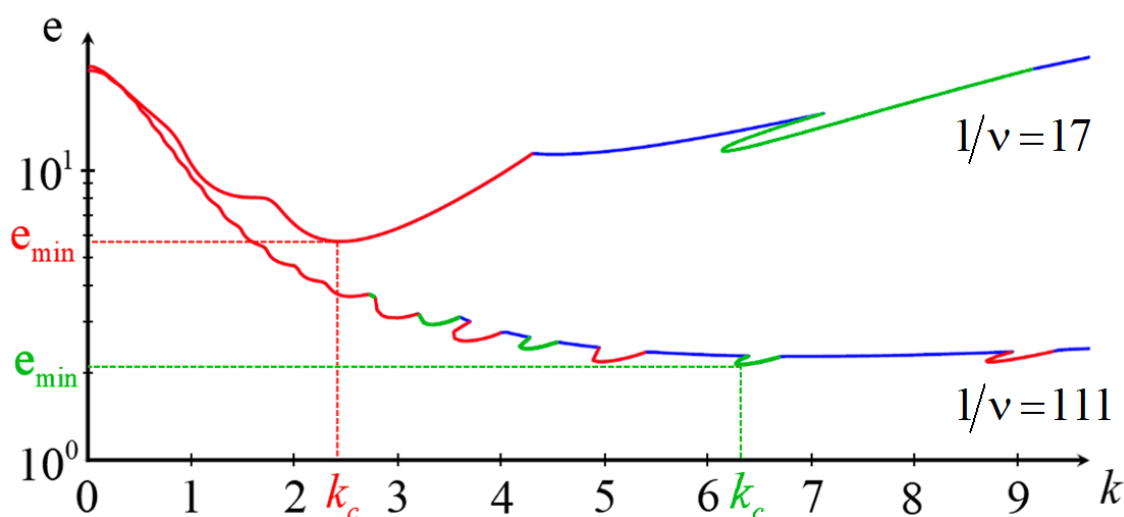


Рис. 3. Нейтральные кривые на плоскости

«волновое число k – электрический параметр e ».

Синяя линия соответствует квазипериодическому отклику, красная – синхронному, зелёная – субгармоническому

внешнего поля $1/\nu=17$ в области глобального минимума ($k_c = 2.440$, $e_{\min} = 5.681$) мультипликатор Флоке вещественный и равен единице, что соответствует синхронным возмущениям. Для обратной частоты $1/\nu=111$ в минимуме нейтральной кривой реализуются субгармонические колебания ($k_c = 6.310$, $e_{\min} = 2.138$), мультипликатор Флоке вещественный и равен минус единице.

На рис. 4 и 5 приведены зависимости критических значений волнового числа k_c и электрического параметра e_{\min} от обратной частоты внешнего поля $1/\nu$. Области неустойчивости расположены над кривыми. Из рис. 4 видно, что смена колебательных режимов происходит с резким уменьшением волнового числа. Субгармонические колебания реализуются на отрезке обратных частот $[104; 130]$, в остальной рассмотренной области наиболее

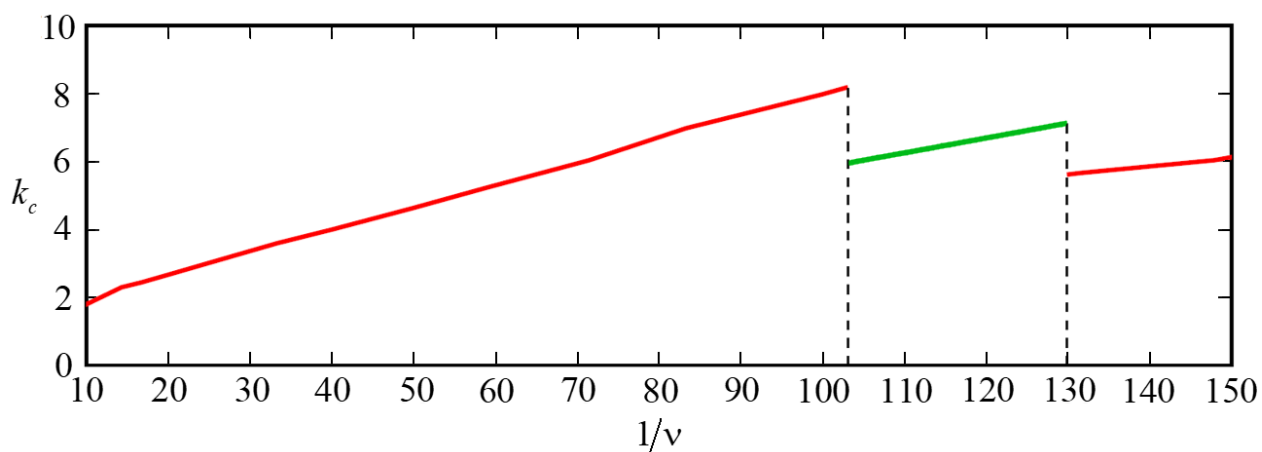


Рис. 4. Зависимость критического волнового числа k_c от обратной частоты внешнего поля $1/\nu$. Красная линия соответствует синхронному отклику, зелёная – субгармоническому

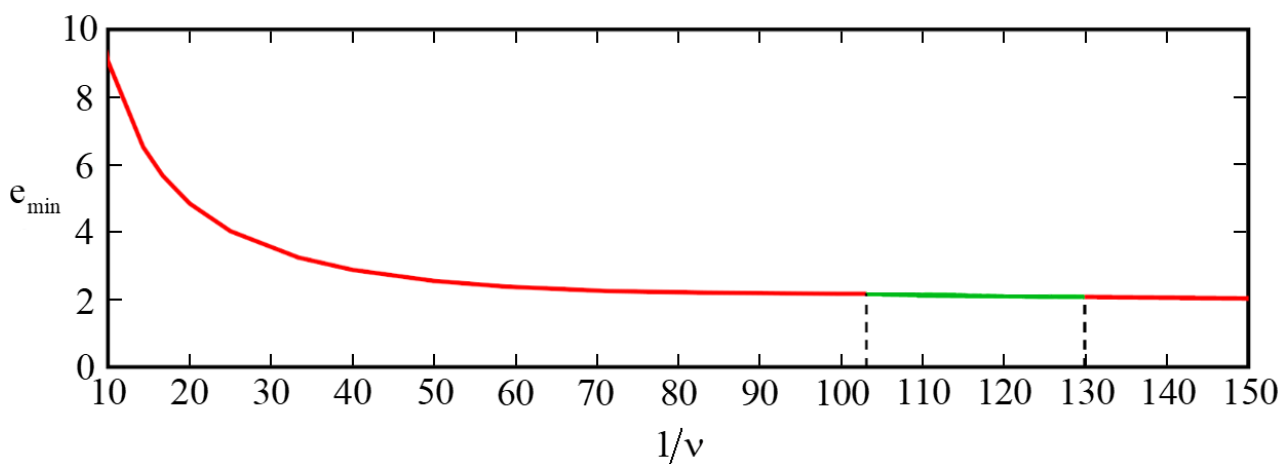


Рис. 5. Зависимость критического электрического параметра e_{\min} от обратной частоты внешнего поля $1/\nu$. Красная линия соответствует синхронному отклику, зелёная – субгармоническому

опасными являются синхронные возмущения.

В работе исследованы электроконвективные течения слабопроводящей жидкости в негармоническом электрическом поле при подогреве снизу. Помимо синхронных возмущений, на границе области неустойчивости обнаружен субгармонический отклик системы на внешнее воздействие. Построены зависимости критических значений волнового числа и электрического параметра от обратной частоты поля.

Список литературы

1. Жакин А. И. Электродинамика // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. Вып. 5. С. 495–520.
2. Smorodin B. L., Velarde M. G. Electrothermoconvective instability of an ohmic liquid layer in an unsteady electric field // Journal of Electrostatics. 2000. Vol. 48 (3–4). P. 261–277.
3. Картавых Н. Н., Смородин Б. Л., Ильин В. А. Параметрическая электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном плоском конденсаторе // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 148. Вып. 1 (7). С. 178–189.
4. Nekrasov O. O., Kartavykh N. N. Electroconvection instability of poorly conducting fluid in alternating electric field // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2019. Vol. 7(3). P. 217–225.
5. Картавых Н. Н., Некрасов О. О. Регулярные и хаотические электроконвективные колебания в слабопроводящих средах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. Вып. 4 (38). С. 45–51.
6. Картавых Н. Н. Движение слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при нагреве снизу // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. Вып. 1 (35). С. 41–53.
7. John T., Heuer J., Stannarius R. Influence of excitation wave forms and frequencies on the fundamental time symmetry of the system dynamics, studied in nematic electroconvection // Physical Review E. 2005. Vol. 71. 056307.
8. Картавых Н. Н., Смородин Б. Л. Динамика электроконвективных структур нематического жидкого кристалла в негармоническом электрическом поле // Журнал технической физики. 2010. Т. 80. Вып. 10. С. 64–69.
9. Ильин В. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 64–73.
10. Коддингтон Э. А., Левинсон Н. Теория обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: ИИЛ, 1956. 474 с.
11. Жданов С. А., Косвинцев С. Р., Макарихин И. Ю. Влияние электрического поля на устойчивость термогравитационного течения в вертикальном конденсаторе // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2000. Т. 117. Вып. 2. С. 398–406.

ПРИМЕНЕНИЕ БАЗИСА ВЕКТОРНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ ЧИСЕЛ РЭЛЕЯ ТЕРМОМАГНИТНОЙ КОНВЕКЦИИ В ШАРОВОЙ ПОЛОСТИ

П. Н. Казанцев, П. В. Краузин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной работе исследуется конвективная устойчивость магнитной жидкости (МЖ) в шаровой полости во внешнем однородном магнитном поле, параллельном силе тяжести. С помощью метода Галеркина для базиса векторных сферических гармоник (ВСГ) определены критические числа Рэлея, соответствующие двум классам течений. Проведено сравнение критических чисел, полученных с помощью базиса ВСГ и базиса полиномов.

Ключевые слова: магнитная жидкость; сферическая полость; конвективная устойчивость; метод Галеркина; векторные сферические гармоники

VECTOR SPHERICAL HARMONICS BASIS FOR DETERMINING CRITICAL RELAY NUMBERS OF THERMOMAGNETIC CONVECTION IN A SPHERICAL CAVITY

P. N. Kazantsev, P. V. Krauzin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

In this paper, the convective stability of a ferrofluid (FF) in a spherical cavity in a uniform outer magnetic field parallel to gravity is investigated. Using the Galerkin method with vector spherical harmonics (VSH) basis, the critical values of Rayleigh numbers are determined, corresponding to two motion classes. The critical numbers of VSH basis and polynomial basis were compared.

Keywords: ferrofluid; spherical cavity; convective stability; Galerkin method; vector spherical harmonics

Рассмотрим сферическую полость, окруженную бесконечным массивом и заполненную магнитной жидкостью (рис. 1). Коэффициенты теплопроводности и магнитные проницаемости массива и жидкости равны λ_m , λ_j , μ_m , μ_j , соответственно. Вдали от полости заданы однородное магнитное поле H_∞ и температурный градиент γ_∞ , соответствующий подогреву снизу.

Система уравнений конвекции несжимаемой МЖ имеет вид [1]:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla p + \eta \Delta \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} + \mu_0 M \nabla H, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \\ \frac{\partial T_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T_j &= \kappa_j \Delta T_j, \quad \frac{\partial T_m}{\partial t} = \kappa_m \Delta T_m, \\ \nabla \times \mathbf{H} &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \end{aligned} \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, \mathbf{v} – скорость, p – давление, η – коэффициент сдвиговой вязкости, $\kappa = \lambda/\rho c_p$ – коэффициент температуропроводности, c_p – изобарная удельная теплоемкость, T – температура, \mathbf{M} – вектор намагниченности, \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции.

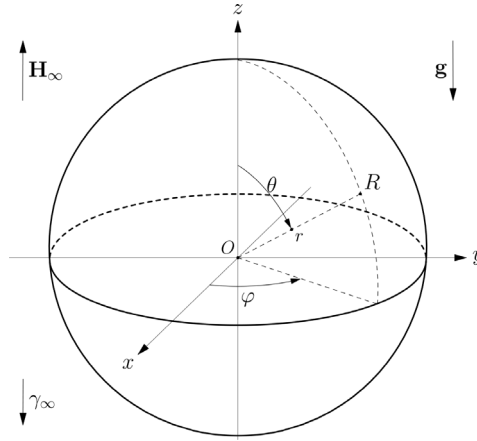


Рис. 1. Геометрия задачи

Замыкают систему (1) уравнения состояния:

$$\rho = \rho(T, p), \quad \mathbf{M} = M(H, T) \mathbf{H} / H.$$

На границах полости должны выполняться следующие условия для температуры и магнитного поля:

$$\begin{aligned} T_{\text{ж}} &= T_{\text{м}}, & \lambda_{\text{ж}} \frac{\partial T_{\text{ж}}}{\partial n} &= \lambda_{\text{м}} \frac{\partial T_{\text{м}}}{\partial n}, \\ (\mathbf{B}_{\text{ж}} - \mathbf{B}_{\text{м}}) \cdot \mathbf{n} &= 0, & (\mathbf{H}_{\text{ж}} - \mathbf{H}_{\text{м}}) \cdot \boldsymbol{\tau} &= 0, \end{aligned}$$

где \mathbf{n} и $\boldsymbol{\tau}$ – векторы нормали и касательной к поверхности сферической полости. Для скорости ставится условие прилипания: $\mathbf{v} = 0$.

Пусть жидкость в рассматриваемом объеме неподвижна. Тогда распределения температуры и потенциала магнитного поля $\mathbf{H} = \nabla \psi$ внутри и вне полости определяются выражениями:

$$\begin{aligned} T_{\text{ж}}(r, \theta) &= T_* + \frac{3\gamma_{\infty}}{2 + \lambda} r \cos \theta, & T_{\text{м}}(r, \theta) &= T_* + \gamma_{\infty} \left[1 + \frac{1 - \lambda}{2 + \lambda} \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] r \cos \theta, \\ \psi_{\text{ж}}(r, \theta) &= \frac{3H_{\infty}}{2 + \mu} r \cos \theta, & \psi_{\text{м}}(r, \theta) &= H_{\infty} \left[1 + \frac{1 - \mu}{2 + \mu} \left(\frac{R}{r} \right)^3 \right] r \cos \theta, \end{aligned}$$

где $\lambda = \lambda_{\text{ж}}/\lambda_{\text{м}}$ и $\mu = \mu_{\text{ж}}/\mu_{\text{м}}$, а T_* – температура жидкости в центре полости.

Перейдем к анализу устойчивости системы. Представим величины в виде линейной суперпозиции равновесного значения и бесконечно малых возмущений [1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}', \quad T = T_0 + T', \quad H = H_0 + H', \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}, \\ M &= M_0 + M', \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}, \quad p = p_0 + p', \quad \rho = \rho_0 + \rho', \end{aligned}$$

где $\mathbf{v}_0 = 0$, T_0 , H_0 , \mathbf{H}_0 , M_0 , \mathbf{M}_0 , p_0 , ρ_0 – величины в равновесном состоянии, а \mathbf{v}' , T' , H' , \mathbf{h} , M' , \mathbf{m} , p' , ρ' – их бесконечно малые возмущения. Из соображений удобства опустим индекс «ж» у величин, описывающих жидкость. Выберем следующие масштабы: расстояния – радиус полости R , времени – R^2/ν , массы – $\rho_* R^3$, температуры – γR , магнитного поля – $K_* \gamma R / (1 + \chi_*^{(r)})$, где $\gamma = 3\gamma_\infty / (2 + \lambda)$ – равновесный градиент температуры внутри полости; $\chi_*^{(r)} = \partial M / \partial H \big|_{T=T_*, H=H_*}$ – дифференциальная магнитная восприимчивость; $K_* = -\partial M / \partial T \big|_{T=T_*, H=H_*}$ – абсолютный температурный коэффициент намагниченности. Преобразованная система уравнений (1) в приближении Буссинеска:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \text{Gr} T \mathbf{e}_z + \text{Gr}_m (H \nabla T_0 - T \nabla H_0), \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0, \quad \mathbf{e}_z = -\mathbf{g} / g, \quad \mathbf{e}_H = \mathbf{H}_0 / H_0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T_0 &= \text{Pr}^{-1} \Delta T, \quad \frac{\partial T_m}{\partial t} = \text{Pr}^{-1} \kappa^{-1} \Delta T_m, \\ \Delta \psi &= \mathbf{e}_H \cdot \nabla T, \quad \Delta \psi_m = 0. \end{aligned} \tag{2}$$

В получившейся системе \mathbf{v} , p , T , H – безразмерные возмущения, а все производные берутся по безразмерным времени и координатам. В систему (2) входят безразмерные параметры $\text{Gr} = \frac{\beta_* g \gamma R^4}{\nu^2}$ и $\text{Gr}_m = \frac{\mu_0 K_*^2 \gamma^2 R^4}{\nu^2 (1 + \chi_*^{(r)})}$ – гравитационное и магнитное числа Грасгофа соответственно, число Прандтля $\text{Pr} = \nu / \kappa$ и отношение температуропроводностей $\kappa = \kappa_{\text{ж}} / \kappa_{\text{м}}$.

Эта система имеет частные решения, зависящие от времени по экспоненциальному закону: $\{\mathbf{v}, p, T, H\} \propto e^{-\Lambda t}$, где Λ – декремент возмущения. При $\Lambda = 0$ возмущения критические (не возрастают и не затухают) [2]. Тогда система (2) относительно амплитуд критических возмущений имеет вид:

$$\begin{aligned} -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \text{Gr} T \mathbf{e}_z + \text{Gr}_m (H \nabla T_0 - T \nabla H_0) &= 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \\ \mathbf{v} \cdot \nabla T_0 &= \text{Pr}^{-1} \Delta T, \quad \Delta T_m = 0, \quad \Delta \psi = \mathbf{e}_H \cdot \nabla T, \quad \Delta \psi_m = 0, \end{aligned} \tag{3}$$

с условиями на границе ($r=1$)

$$\mathbf{v} = 0, \quad T = T_m, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T_m}{\partial r}, \quad \psi = \psi_m, \quad \mu \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{\partial \psi_m}{\partial r}. \tag{4}$$

Для отыскания критических чисел Грасгофа воспользуемся методом Галеркина. Представим скорость в виде разложения по векторным сферическим гармоникам [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \sum_{nm} a_{nm} \mathbf{v}_{nm} = \sum_{nm} a_{nm} [U_{nm}(r) \mathbf{Y}_{nm} + V_{nm}(r) \boldsymbol{\Psi}_{nm} + W_{nm}(r) \boldsymbol{\Phi}_{nm}], \\ \mathbf{Y}_{nm} &= Y_n^{(m)} \mathbf{e}_r, \quad \boldsymbol{\Psi}_{nm} = r \nabla Y_n^{(m)}, \quad \boldsymbol{\Phi}_{nm} = \mathbf{r} \times \nabla Y_n^{(m)}, \\ n &= 1, 2, \dots, \quad m = -n, \dots, n, \end{aligned}$$

где $Y_n^{(m)}$ – сферические функции – являются решением угловой части лапласиана. Данный базис обладает их полнотой и ортогональностью.

Из условия несжимаемости вытекает связь между U_{nm} и V_{nm} :

$$\frac{dU_{nm}}{dr} + \frac{2}{r} U_{nm} - \frac{n(n+1)}{r} V_{nm} = 0. \quad (5)$$

Определим радиальные функции с учетом (5) и граничного условия (4):

$$U_{nm} = (1-r)^2 r^n, \quad V_{nm} = \frac{(1-r)r^n}{n(n+1)}((n+2) - (n+4)r), \quad W_{nm} = (1-r^2)r^n.$$

Мы используем вариант метода Галеркина, в котором аппроксимация температуры определяется из точного решения уравнения теплопроводности, неоднородность в котором после подстановки аппроксимации скорости и использования рекуррентных соотношений принимает вид:

$$\Pr \sum_{nm} a_{nm} \left(\frac{n-|m|+1}{2n+1} (U_{nm} - nV_{nm}) Y_{n+1}^{(m)} + \frac{n+|m|}{2n+1} (U_{nm} + (n+1)V_{nm}) Y_{n-1}^{(m)} + mW_{nm} Y_n^{(-m)} \right).$$

Исходя из этого, примем аппроксимацию температуры в виде:

$$T = \sum_{nm} a_{nm} T_{nm} = \sum_{nm} a_{nm} [T_{nm}^{(1)} Y_{n-1}^{(m)} + T_{nm}^{(2)} Y_{n+1}^{(m)} + T_{nm}^{(3)} Y_n^{(-m)}],$$

где $T_{nm}^{(1)}$, $T_{nm}^{(2)}$ и $T_{nm}^{(3)}$ – радиальные функции, подлежащие определению.

Подставим данную аппроксимацию в уравнение теплопроводности, тогда угловую часть можно исключить и свести задачу к решению трех дифференциальных уравнений относительно радиальных функций температуры с граничными условиями (4).

Аналогичным образом после подстановки аппроксимации температуры в уравнение для магнитного потенциала из (3) неоднородность в уравнении принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} &\sum_{nm} a_{nm} \left[\frac{n+|m|-1}{2n-1} \left(\frac{dT_{nm}^{(1)}}{dr} + nT_{nm}^{(1)} \right) Y_{n-2}^{(m)} + \frac{n+|m|}{2n+1} \left(\frac{dT_{nm}^{(3)}}{dr} + (n+1)T_{nm}^{(3)} \right) Y_{n-1}^{(m)} + \right. \\ &+ \left(\frac{n-|m|}{2n-1} \left[\frac{dT_{nm}^{(1)}}{dr} - (n-1)T_{nm}^{(1)} \right] + \frac{n+|m|+1}{2n+3} \left[\frac{dT_{nm}^{(2)}}{dr} + (n+2)T_{nm}^{(2)} \right] \right) Y_n^{(m)} + \\ &+ \left. \frac{n-|m|+1}{2n+1} \left(\frac{dT_{nm}^{(3)}}{dr} - nT_{nm}^{(3)} \right) Y_{n+1}^{(-m)} + \frac{n-|m|+2}{2n+3} \left(\frac{dT_{nm}^{(2)}}{dr} - (n+1)T_{nm}^{(2)} \right) Y_{n+2}^{(-m)} \right]. \end{aligned}$$

Тогда аппроксимация магнитного потенциала ищется в виде:

$$\psi = \sum_{nm} a_{nm} \psi_{nm} = \sum_{nm} a_{nm} \left[\psi_{nm}^{(1)} Y_{n-2}^{(m)} + \psi_{nm}^{(2)} Y_{n-1}^{(-m)} + \psi_{nm}^{(3)} Y_n^{(m)} + \psi_{nm}^{(4)} Y_{n+1}^{(-m)} + \psi_{nm}^{(5)} Y_{n+2}^{(m)} \right].$$

После подстановки аппроксимаций в преобразованное первое уравнение из (3), ограничившись $n = 2$, получим систему из 8 уравнений. Из условия разрешимости данной системы следует:

$$\frac{Ra}{Ra^*} + \frac{Ra_m}{Ra_m^*} = 1,$$

где Ra^* и Ra_m^* – критические гравитационное и магнитное числа Рэлея в отсутствие магнитного поля и гравитации соответственно.

На основании определения векторных сферических гармоник для анализа удобно выделить два линейно независимых класса решений [4].

Первому классу соответствуют течения без радиальной компоненты ($U_{nm} = V_{nm} = 0$). Для него были получены критические числа, определяющие три критические моды, в порядке возрастания их критических чисел:

$$\begin{aligned} Ra^{*(1)} &= \frac{17325(2 + \lambda)}{37 + 68\lambda}, \quad Ra^{*(2)} = \frac{63063(3 + 2\lambda)}{2(47 + 79\lambda)}, \quad Ra^{*(3)} = \frac{126126(3 + 2\lambda)}{47 + 79\lambda}, \\ Ra_m^{*(1)} &= \frac{155232000(2\lambda\mu + 3\lambda + 4\mu + 6)}{1124086\lambda\mu + 1803015\lambda + 430796\mu + 924318}, \\ Ra_m^{*(2)} &= \frac{635675040(6\lambda\mu + 8\lambda + 9\mu + 12)}{4403170\lambda\mu + 6259368\lambda + 2199783\mu + 3584396}, \\ Ra_m^{*(3)} &= \frac{12713500800(6\lambda\mu + 8\lambda + 9\mu + 12)}{17532692\lambda\mu + 26484720\lambda + 7464651\mu + 15163684}. \end{aligned}$$

Критические числа $Ra^{*(1)}$ и $Ra^{*(2)}$ совпадают с результатом, полученным для полиномиального базиса [5], а $Ra_m^{*(1)}$ и $Ra_m^{*(2)}$ – очень близки (рис. 2). Совпадение результатов для двух базисов говорит о справедливости использования базиса ВСГ. При этом спектр критических движений для данного базиса значительно шире, а расчеты – существенно проще, так как дифференциальные уравнения решаются для радиальных функций.

Второму классу решений соответствуют течения без псевдовекторной компоненты ($W_{nm} = 0$). Для него также были получены критические числа:

$$\begin{aligned} Ra^{*(1)} &= \frac{1626240(2\lambda + 3)}{2963\lambda + 3757}, \quad Ra^{*(2)} = \frac{9266400(3\lambda + 4)}{8201\lambda + 8599}, \quad Ra^{*(3)} = \frac{20849400(3\lambda + 4)}{14827\lambda + 15098}, \\ Ra^{*(4)} &= \frac{2168320(2\lambda + 3)}{723\lambda + 397}, \quad Ra^{*(5)} = \frac{16679520(3\lambda + 4)}{3161\lambda + 1879}. \end{aligned}$$

Числа Ra_m^* для этого класса не приводятся ввиду своей громоздкости.

Таким образом, в данной работе была проведена процедура Галеркина для базиса ВСГ. Для данного базиса показан способ определения базисных функций температуры и магнитного потенциала из точного решения уравнения теплопроводности и уравнения для магнитного потенциала соответственно. Были определены критические числа Рэлея, соответствующие двум классам течений. Проведено сравнение критических чисел, полученных с помощью базиса ВСГ с критическими числами, полученными с помощью базиса полиномов.

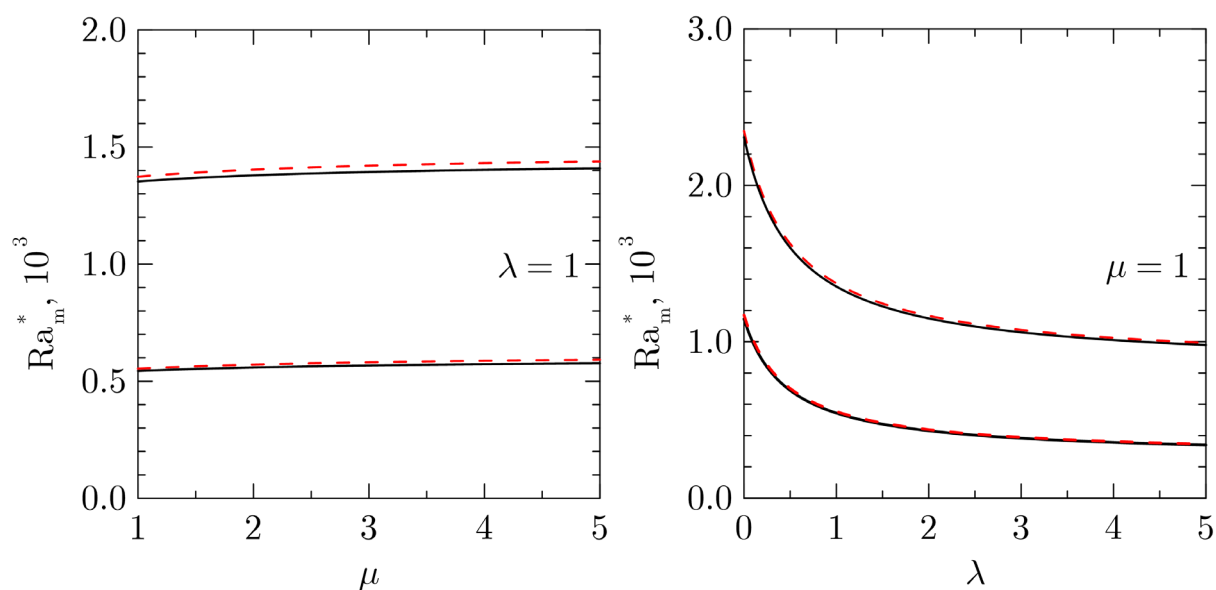


Рис. 2. Сравнение критических чисел Ra_m^* от μ и λ соответственно для базиса полиномов (красная линия) и базиса ВСГ (черная линия)

Список литературы

1. Баштовой В. Г., Берковский Б. М., Вислович А. Н. Введение в термомеханику магнитных жидкостей. М.: ИВТАН, 1985. 188 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Barrera R. Vector spherical harmonics and their application to magnetostatics // European Journal of Physics. 1985. Vol. 6 (4). P. 287–294.
4. Циберкин К. Б. Применение векторных сферических гармоник к анализу конвективной устойчивости жидкости в шаровой полости // Вестник Пермского университета. Серия: физика. 2014. Т. 40. № 4. С. 5–10.
5. Казанцев П. Н., Краузин П. В. Конвективная устойчивость магнитной жидкости в шаровой полости в магнитном поле, параллельном силе тяжести // Физика для Пермского края: материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Пермь, 2019. Вып. 12. С. 21–26.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЛИОТРОПНОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

А. А. Каримов, В. Г. Гилев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Проведены рефрактометрические и реологические измерения для водного раствора додецилсульфата натрия и лауриновой кислоты. На основе этих данных определены фазовые переходы в смесях, проведено сравнение результатов между собой. Обнаружено явление термического гелеобразования.

Ключевые слова: жидкие кристаллы; реология; рефрактометрия; гелеобразование

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PHASE TRANSITIONS IN A LYOTROPIC LIQUID CRYSTAL

A. A. Karimov, V. G. Gilev

Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

Refractometric and rheological measurements were performed for an aqueous solution of sodium dodecyl sulfate and lauric acid. Based on these data, phase transitions in mixtures are determined, the results are compared with each other, and the phenomenon of gelation is shown.

Keywords: liquid crystals; rheology; refractometry; gelation

Введение. Жидкие кристаллы (ЖК) – особое состояние некоторых органических веществ, в котором они обладают текучестью и свойством образовывать пространственные структуры, подобные кристаллическим. По своим свойствам ЖК обычно классифицируют на два типа: термотропные, образующиеся в результате нагревания (охлаждения) вещества и лиотропные, образующиеся при определенной концентрации некоторых веществ в растворе.

Для ЖК характерно многообразие физических эффектов, являющееся следствием их структуры. Так, электрооптические эффекты в ЖК подробно описаны в монографии [1], структура и физические аспекты в монографии [2], физико-химические свойства в монографиях [3, 4].

Особое место в исследовании как термотропных, так и лиотропных жидких кристаллов занимают фазовые переходы, вызванные как внешними воздействиями (электрические, магнитные поля, сдвиговое течение, температура), так и составом мезофаз. Большинство используемых для этого экспериментальных методов статичны, т.е. позволяют получать информацию для плоских неподвижных слоев ЖК. Между тем динамические свойства ЖК представляют отдельный практический интерес.

Объекты исследования. В качестве объекта исследования использовались водные растворы додецилсульфата натрия ($C_{12}H_{25}SO_4Na$) и лауриновой

кислоты ($C_{12}H_{24}O_2$), соотношения смешивания приведены в таблице:

Табл. 1. Исследуемые растворы

№	$w(H_2O)$, %	$w(C_{12}H_{25}SO_4Na)$, %	$w(C_{12}H_{24}O_2)$, %
1	74.8	21.2	4.0
2	70.9	23.7	5.4
3	69.8	23.9	6.3
4	70.3	25.1	4.6
5	68.5	26.5	5.0
6	66.9	27.9	5.2
7	65.8	28.3	5.9
8	67.7	28.7	3.6
9	65.7	29.1	5.2
10	66.9	29.5	3.6
11	64.3	30.4	5.3
12	63.0	32.2	4.8

Все растворы получались путем механического смешивания всех трех компонент, после чего состав помещался в ультразвуковую ванну Digital Ultrasonic Cleaner CD 4820 для удаления пузырьков воздуха и более качественного смешивания раствора. Испытания образцов проводились через сутки (или более), до того момента пока в образце не было видно неоднородностей.

Методы исследования. Реологические измерения проводились на ротационном реометре Physica MCR 501 Во всех измерениях использовалась система «конус-плита». Диаметр конуса $d = 25$ мм, угол $\alpha = 1^\circ$. Все измерения выполнены в условиях сдвигового деформирования по гармоническому закону с частотой 1 Гц в режиме контроля деформации. В области малых деформаций напряжение τ также меняется по гармоническому закону: $\tau = \tau_0 \sin(\omega t + \delta)$, где δ – угол сдвига фаз между напряжением сдвига и деформацией. При $\delta \approx 90^\circ$ – тело обнаруживает чисто вязкие свойства; если $90^\circ > \delta > 0$, то тело считается вязкоупругим.

Для определения зависимости показателя преломления от температуры использовался рефрактометр АВВЕМАТ 550. Температурный диапазон рефрактометра от 10 до 85 °С, точность измерения показателя преломления $2 \cdot 10^{-5}$ nD, измерительная длина волны D-линия натрия (586 нм). Конструктивные особенности рефрактометра таковы, что для анизотропных сред он измеряет показатель преломления необыкновенного луча.

Результаты измерений. На рис. 1 приведены характерные температурные зависимости изменения вязкости растворов ЛЖК. Видно, что при определенной температуре, разной в зависимости от концентрации раствора, происходит увеличение («скачок») вязкости. Это явление может быть классифицировано как фазовый переход. Аналогичные особенности наблюдаются и на зависимости угла сдвига фаз δ от температуры (см. рис. 2). При этом

«скачки» (температуры фазовых переходов) происходят примерно при той же температуре, что на кривых изменения вязкости от температуры.

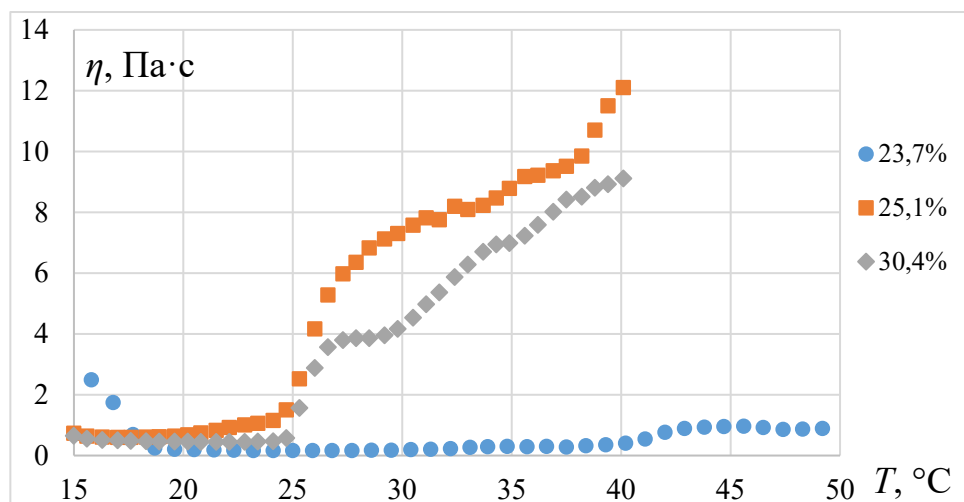


Рис. 1. Типичные зависимости вязкости ЛЖК от температуры. Концентрация додецилсульфата натрия указана в легенде

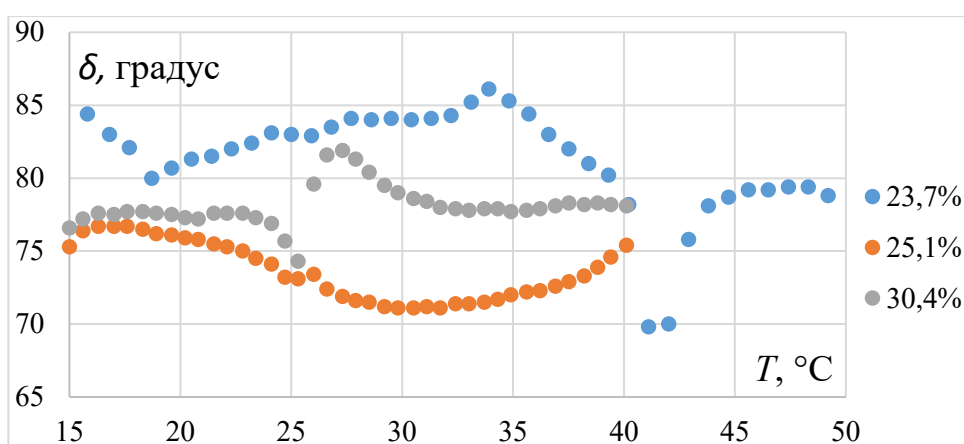


Рис. 2. Типичные зависимости угла сдвига фаз ЛЖК от температуры. Концентрация додецилсульфата натрия указана в легенде

На рис. 3 приведены типичные результаты измерений показателя преломления растворов ЛЖК от температуры. Кривые имеют нелинейный характер.

На большинстве кривых обнаруживается характерный излом (скачек), который обусловлен фазовым переходом. Заметим, что при фазовом переходе показатель преломления увеличивается. До и после фазового перехода наблюдается монотонное и непрерывное уменьшение показателя преломления. Полученные данные в основном соотносятся с реологическими измерениями. Небольшие отличия связаны с разными режимами нагружения образ-

цов (динамическое при измерении вязкости и статическое при измерении показателя преломления). В целом необходимо отметить, что реологические измерения более чувствительны к фазовым переходам.

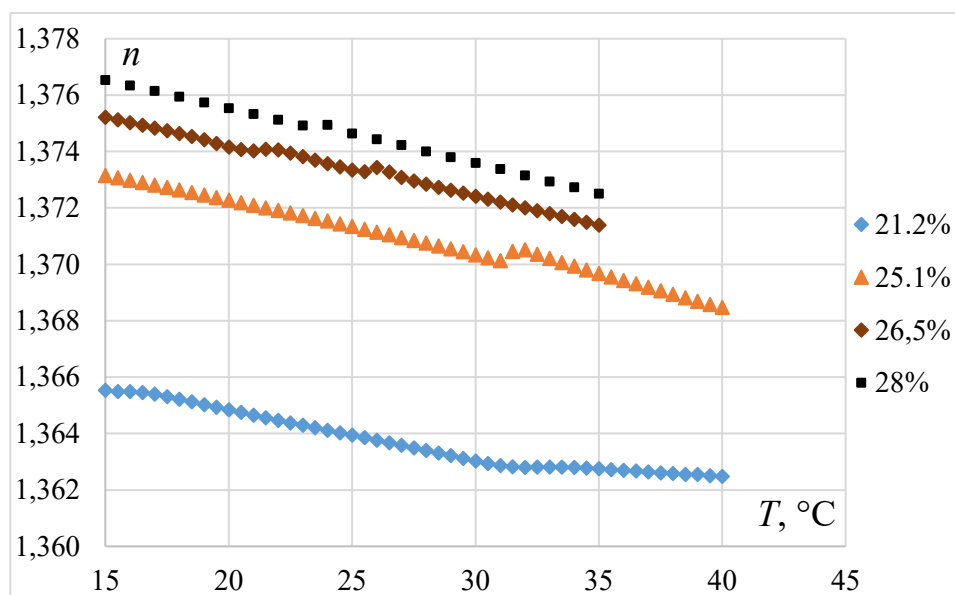


Рис. 3. Типичные зависимости показателя преломления образцов от температуры (в легенде указана концентрация додецилсульфата натрия)

Анализ результатов измерений. Вязкость простых жидкостей уменьшается с увеличением температуры. В нашем случае наблюдается обратная картина (см. рис. 1).

Известно, что вязкость жидкокристаллических фаз существенно зависит от структурного состояния образцов. Среди хорошо известных ЛЖК-фаз ламелярная (смектическая) имеет наименьшую вязкость, тогда как кубические и гексагональные фазы являются высоковязкими системами и иногда обнаруживают пределы текучести. Кубические структуры характеризуются также упругими свойствами. Таким образом, можно предположить, что увеличение комплексной вязкости связано с переходом из ламелярной (слоистой) фазы в кубическую.

Представляет интерес оценить этот эффект в зависимости от концентрации активного вещества. Для этого был построен график зависимости отношения вязкости η_{35}/η_{18} от массовой концентрации активного вещества w . Результаты показаны на рис. 4. Максимальное изменение вязкости (практически на 2 порядка!!!) наблюдается при концентрации 29%.

Для анализа зависимости температуры фазового перехода от концентрации активного вещества были определены температуры перехода для всех исследованных образцов. Результаты расчетов с использованием реологического метода показаны на рис. 5. Аналогичный график построенный на основе рефрактометрических данных показан на рис. 5. Как видно из рисунков, значения температур фазовых переходов различаются в пределах до 5°C.

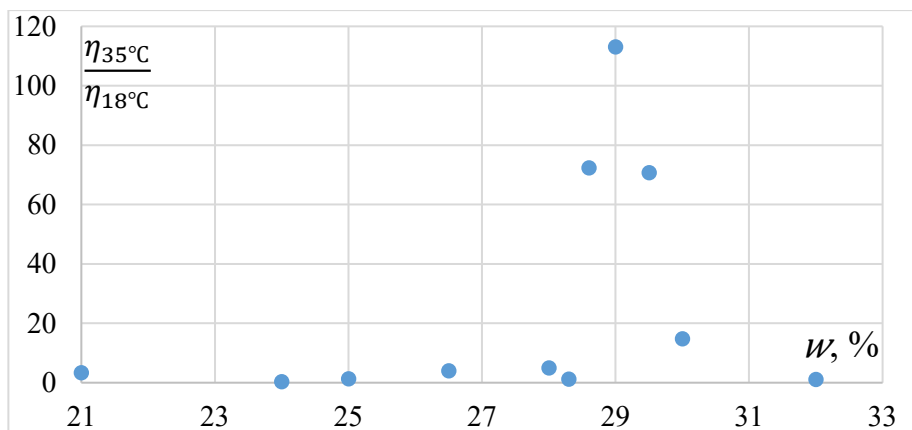


Рис. 4. График зависимости отношения вязкости при 35°C к вязкости при 18°C от концентрации додецилсульфата натрия в смеси

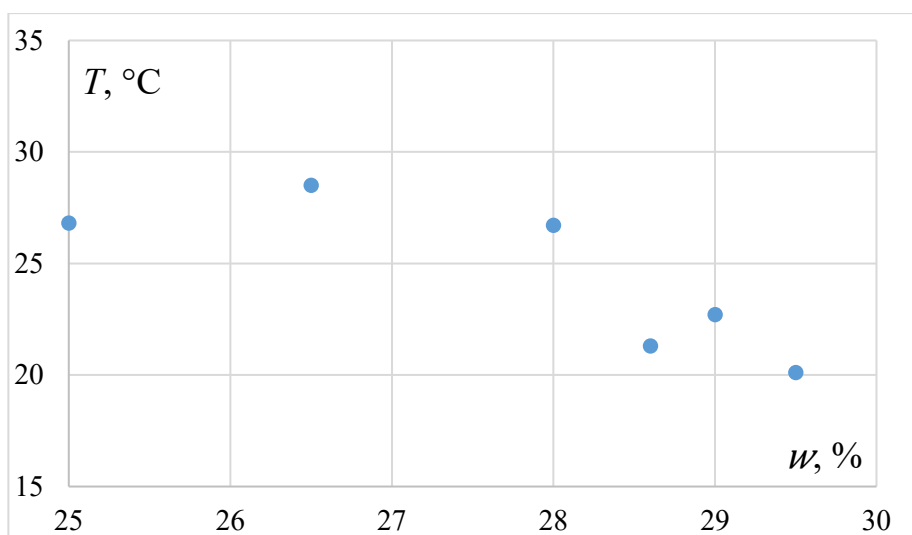


Рис. 5. График зависимости температуры фазового перехода от концентрации додецилсульфата натрия (реологические данные)

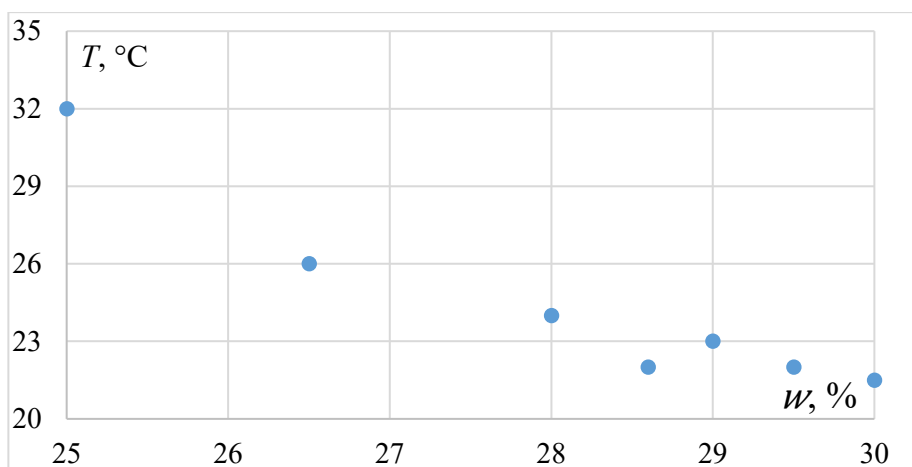


Рис. 6. График зависимости температуры фазового перехода от концентрации додецилсульфата натрия (рефрактометрические данные)

Это связано с тем, что в динамических измерениях трудно однозначно зафиксировать температуру перехода, в то время как статические рефрактометрические измерения являются более надежными. Тем не менее, можно с уверенностью утверждать, что при увеличении концентрации активного вещества в смеси, температура фазового перехода уменьшается.

Список литературы

1. *Блинов Л. М.* Электро- и магнитооптические свойства жидких кристаллов. М.: Наука, 1977. 384 с.
2. *Чандрасекар С.* Жидкие кристаллы. Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 344 с.
3. *Де Жё В. Г.* Физические свойства жидкокристаллических веществ. М.: Мир, 1982. 152 с.
4. *Гребенкин М. Ф., Иващенко А. В.* Жидкокристаллические материалы. М.: Химия. 1989. 286 с.

КОНВЕКЦИЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ЗАМКНУТОМ КОНТУРЕ ПРИ ОТДАЧЕ ТЕПЛА В ВОЗДУХ

М. А. Косков^{a,b}, А. Ф. Пшеничников^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Исследовалась естественная конвекция несжимаемой жидкости в замкнутом протяжённом контуре. В рамках одномерной модели получен способ измерения числа Нуссельта с точностью до постоянного множителя. Проведена серия опытов с контуром, отдающим избыточное тепло в воздух, поддерживаемый при постоянной температуре. Экспериментально обнаружена область значений числа Релея, соответствующая устойчивой стационарной конвекции. Установлена функциональная зависимость между числами Релея и Нуссельта.

Ключевые слова: конвективная петля; ламинарная конвекция; конвективный теплоперенос; температурные измерения

CONVECTION OF INCOMPRESSIBLE LIQUID IN A CLOSED LOOP COOLED BY AIR

M. A. Koskov^{a,b}, A. F. Pshenichnikov^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

Natural convection of incompressible liquid in a long enclosed loop was investigated. A method for measuring the Nusselt number up to a constant coefficient was obtained using a one-dimensional model. A loop cooled by constant-temperature air was used in experiments. A region of values of the Rayleigh number corresponding to steady stationary convection was detected. The functional relationship of the Nusselt and Rayleigh numbers was obtained.

Key words: convective loop; laminar convection; convective heat transfer; temperature measurements

Гравитационная тепловая конвекция играет значительную роль в устройствах теплообмена. Охлаждение силовых трансформаторов осуществляется за счёт естественной циркуляции трансформаторного масла [1, 2]. Тепловая энергия из активной зоны ядерного реактора может отводиться за счёт гравитационной конвекции теплоносителя [3]. Часто, жидкостные системы охлаждения представляют собой протяжённый замкнутый контур или систему связанных контуров. Циркулирующая в системе жидкость забирает избыточное тепло от нагретого устройства и переносит к тепловому стоку, в качестве которого, как правило, выступает атмосфера. Во второй половине XX века для описания естественной конвекции в протяжённых контурах применялась одномерная модель, дающая хорошее согласие с экспериментом

[4–6]. В настоящее время, одномерная модель остаётся актуальной и используется при численном моделировании [7]. Замкнутый гидродинамический контур, заполненный несжимаемой жидкостью, в некотором смысле, является модельной системой. Результаты работы с этой системой можно использовать как сравнительные при рассмотрении тепловой конвекции многокомпонентных сред. В настоящей работе экспериментально исследовалась стационарная ламинарная конвекция однокомпонентной жидкости в замкнутом контуре. Работа выполнялась с целью сбора информации об интенсивности конвективного переноса тепла. Результаты предполагается использовать в качестве сравнительных в дальнейших исследованиях конвекции магнитных коллоидов.

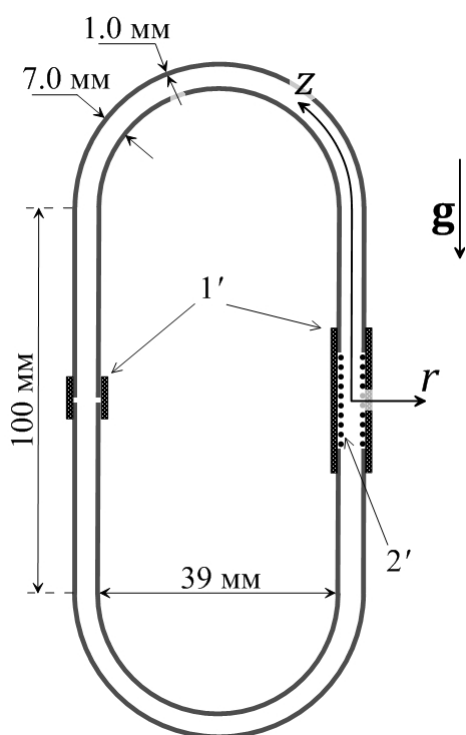


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментального контура в вертикальном разрезе и система координат. 1' – эбонитовые цилиндры, 2' – обмотка нагревателя

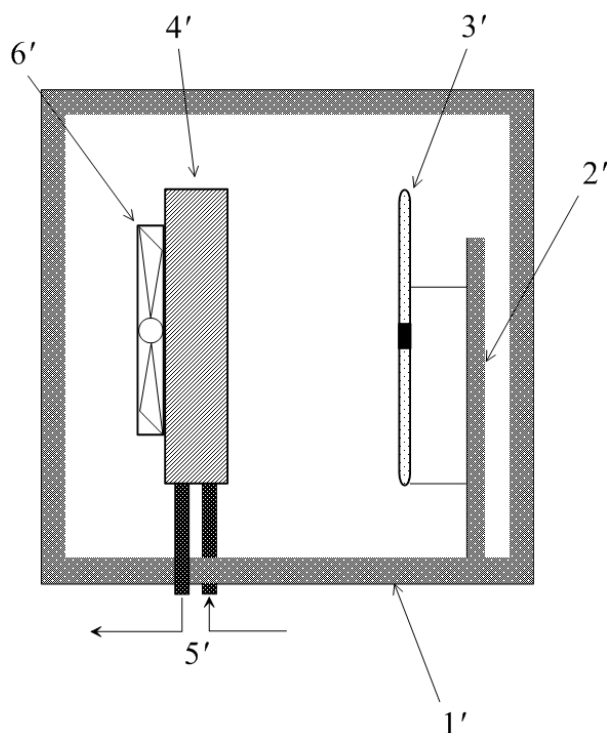


Рис. 2. Схематическое изображение экспериментальной установки. 1' – пенопластовая стенка, 2' – опора контура, 3' – контур, 4' – радиатор, 5' – шланги, ведущие к жидкостному термостату, 6' – вентилятор

Для проведения эксперимента из стеклянной трубки круглого сечения, с внутренним радиусом $R = 2.5$ мм был изготовлен замкнутый контур овальной формы (рис. 1) Два предварительно изогнутых отрезка трубки соединялись между собой тонкостенными эбонитовыми цилиндрами и склеивались эпоксидной смолой. Длина контура по оси трубки составила $L = 34.6$ см.

Внутри бóльшего цилиндра был помещён нагреватель, обмотка которого выполнялась проводом ПЭВНХ диаметром 0.09 мм. Внутренний диаметр обмотки равен внутреннему диаметру трубки. Питание нагревателя осуществлялось стабилизированным источником тока НУ3003-D2. Оставшаяся, охлаждаемая часть контура находилась в воздухе. Для обеспечения постоянства температуры воздуха был собран воздушный термостат (рис. 2). Камера термостата изготавливалась из плоскопараллельных пенопластовых листов. Стыки между листами проклеивались силиконовым герметизирующим клеем. В качестве теплообменника в камере использовался радиатор салонного отопителя автомобиля. Через радиатор прокачивалась дистиллированная вода, поддержание постоянной температуры которой осуществлялось термостатирующим устройством MLW UT-8. Воздух в камере термостата перемешивался лопастным вентилятором, двигатель которого подключался ко второму каналу НУ3003-D2. Использование стабилизированного источника питания позволило обеспечить постоянство скорости вращения вентилятора во всех сериях опытов. Температурные измерения производились при помощи медь-константановых термопар. Абсолютная температура охлаждаемого участка контура T измерялась пятью термопарами, горячие спаи которых приклеивались на поверхность трубки, а холодные находились в сосуде с тающим льдом. Горячий спай термопары, измеряющей температуру воздуха в камере термостата, укреплялся вблизи радиатора. Разность температур на концах нагревателя θ фиксировалась дополнительной термопарой. Термо-ЭДС измерялась вольтметром Ц300 (класс точности 0.05).

Анализ результатов температурных измерений производится в рамках одномерной модели и приближения Буссинеска [8]. Неоднородность температуры в поперечном сечении потока мала в сравнении с характерным перепадом температуры на контуре θ , поэтому можно использовать приближение $T = T(z)$. Течение жидкости предполагается ламинарным, а скорость всюду параллельной стенкам трубки $\mathbf{v} = \{0, 0, v(r)\}$. Стационарное уравнение Фурье-Кирхгофа [8-10], описывающее перенос тепла в несжимаемой жидкости

$$c\rho(\mathbf{v}\nabla)T = \lambda\nabla^2T + f,$$

где c – удельная теплоёмкость, ρ – плотность, ∇ – оператор градиента, f – плотность источников и стоков тепла. Интегрируем уравнение по поперечному сечению трубки, учитывая, что жидкость обменивается теплом с окружающими телами только через стенки трубки.

$$c\rho Q_V \frac{dT}{dz} = \pi R^2 \lambda \frac{d^2T}{dz^2} - 2\pi R q, \quad (1)$$

Q_V – объёмный расход жидкости, q – плотность теплового потока через стенку трубки. На охлаждаемом участке справедлив закон Ньютона-Рихмана $q = \alpha(T - T_0)$, где α – коэффициент теплоотдачи [9, 10]. В качестве нулевого

значения температуры используем температуру окружающего воздуха $T_0 = 0$. С целью уменьшения количества параметров, входящих в уравнение (1), перейдем к безразмерным величинам. В качестве единицы длины используем длину контура L , единиц температуры – перепад температуры на контуре θ , единиц объёмного расхода χL , где $\chi = \lambda / c\rho$ – температуропроводность. В терминах безразмерных величин уравнение (1)

$$Q_V \frac{dT}{dz} = \pi a^2 \frac{d^2 T}{dz^2} - 2\pi \kappa T, \quad (2)$$

где $a = R/L$ – геометрический параметр, $\kappa = \alpha R / \lambda$ – безразмерный коэффициент теплоотдачи. Воспользуемся малостью отношения $a/Q_V \ll 1$, что в размерном виде $\chi R / Q_V \ll 1$ и в условиях эксперимента выполняется очень хорошо. В этом случае решение уравнения (2)

$$T = C_1 e^{-k_1 z} + C_2 e^{k_2 z}, \quad k_1 = \frac{2\pi \kappa}{Q_V}, \quad k_2 = \frac{Q_V}{\pi a^2},$$

где C_1, C_2 определяются граничными условиями. Отметим, что $k_2 \gg 1$ и соответствует быстрому росту температуры вблизи нижнего конца нагревателя. Вдоль большей части охлаждаемого участка температура спадает экспоненциально

$$T \sim e^{-k_1 z}. \quad (3)$$

Интенсивность конвективного теплопереноса характеризуется числом Нуссельта [8], которое можно ввести усреднением тепловых потоков по поперечному сечению трубки. В терминах размерных величин

$$\text{Nu} = 1 + \frac{c\rho Q_V T}{-\pi R^2 \lambda \frac{dT}{dz}}.$$

Поскольку конвективный перенос тепла преобладает над молекулярной теплопроводностью, единицей в сравнении со вторым слагаемым можно пренебречь. Используя безразмерные величины и учитывая (3), получим

$$\text{Nu} = \frac{2\kappa}{a^2 k_1^2}.$$

Параметры a и κ не зависят от температуры и скорости течения жидкости, поэтому $\text{Nu} \sim k_1^{-2}$. Эта зависимость удобна, поскольку не содержит подгоночных параметров, а значение k_1 легко получить, анализируя профиль температуры вдоль охлаждаемого участка контура.

Отношение силы плавучести к силе вязкого трения в жидкости характеризуется числом Релея [11]

$$Ra = \frac{g\beta\theta R^3}{\chi\nu},$$

где g – модуль ускорения свободного падения, β – коэффициент теплового расширения, ν – кинематическая вязкость. Поскольку в приближении Буссинеска [8, 11] свойства жидкости от температуры не зависят, справедливо $Ra \sim \theta$. Таким образом, зависимость $Nu(Ra)$ с точностью до постоянного множителя эквивалентна зависимости $k_1^{-2}(\theta)$.

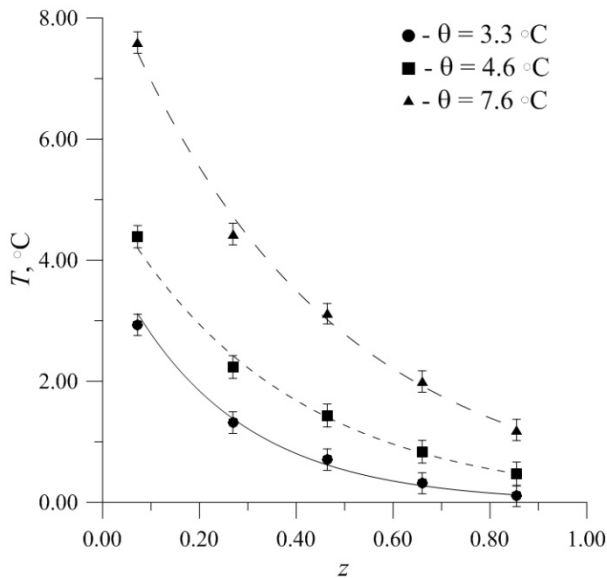


Рис. 3. Примеры профилей температуры вдоль охлаждаемого участка контура. Точки соответствуют показаниям термодпар, линии – результат аппроксимации экспоненциальными кривыми

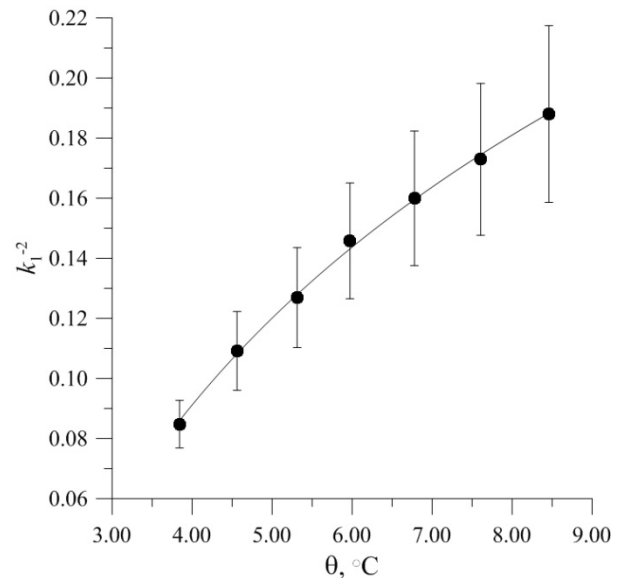


Рис. 4. k_1^{-2} в зависимости от перепада температуры на контуре θ . Точки – экспериментальные результаты, сплошная линия – аппроксимация логарифмической кривой

Экспериментальный контур заполнялся химически-чистым ундеканом ($\chi = 8.3 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2 / \text{с}$, $\nu = 1.4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$, $\beta = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}$ [12]). Опыты производились при температуре воздуха в камере термостата 28°C . Мощность нагревателя изменялась ступенчато в диапазоне от 0.19 до 0.66 Вт, а стационарное распределение температуры в контуре достигалось через несколько десятков минут после этого изменения. Профили температуры (рис. 3) аппроксимировались экспоненциальными функциями методом наименьших квадратов [13]. Были получены значения k_1^{-2} в зависимости от перепада температуры на контуре θ (рис. 4). Результат описывается логарифмической кривой

$$k_1^{-2} = 0.130 \ln \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right), \quad \theta_c = 2.0^\circ\text{C}.$$

Коэффициент достоверности аппроксимации 0.995. Таким образом, экспериментально обнаружена область значений числа Релея $5.0 \cdot 10^3 < Ra < 1.1 \cdot 10^4$, при которых в замкнутом контуре наблюдается стационарная ламинарная конвекция. Зависимость $Nu(Ra)$ в этой области

$$Nu \sim \ln\left(\frac{Ra}{Ra_c}\right), \quad Ra_c = 2.6 \cdot 10^3.$$

Логарифмический характер зависимости, вероятно, свидетельствует о том, что при $Ra = Ra_c$ возникающая на нагреваемом участке конвекция не охватывает весь контур.

Список литературы

1. ГОСТ Р 52719-2007. М.: Стандартиформ, 2007. 42 с.
2. *Cordoba A. P., Dari E., Silin N.* A 3D numerical model of an ONAN distribution transformer // *Applied Thermal Engineering*. 2019. Vol. 148. P. 897–906.
3. *Sinha R. K., Kakodar A.* Design and development of the AHWR – the Indian thorium fuelled innovative nuclear reactor // *Nuclear Engineering and Design*. 2006. Vol. 23. P. 683–700.
4. *Дроздов С. М.* Ламинарная конвекция вязкой и теплопроводной жидкости в замкнутом канале // *Учёные записки ЦАГИ*. 1992. Т. 23. № 3. С. 40–53.
5. *Creveling H. F., De Paz J. F., Baladi J. Y., Schoenhals R. J.* Stability characteristics of a single-phase free convection loop // *Fluid Mechanics*. 1975. Vol. 67 (1). P. 65–84.
6. *Ehrhard P., Müller U.* Dynamical behavior of natural convection in a single-phase loop // *Fluid Mechanics*. 1990. Vol. 217. P. 487–518.
7. *Basu D. N.* Dynamic frequency response of a single-phase natural circulation loop under an imposed sinusoidal excitation // *Annals of Nuclear Energy*. 2019. Vol. 132. P. 603–614.
8. *Остроумов Г. А.* Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. М.-Л.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1952. 256 с.
9. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Сухомел А. С.* Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 487 с.
10. *Lienhard J. H.* A Heat Transfer Textbook. Cambridge MA, USA: Phlogiston Press, 2019. 784 p.
11. *Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
12. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
13. *Сквайрс Дж.* Практическая физика. М.: Мир, 1971. 274 с.

ОРИЕНТАЦИОННОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В МИКРООБЪЁМЕ ДИПОЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

А. П. Михайлов^a, А. А. Кузнецов^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bУральский федеральный университет, 620000, Екатеринбург, Ленина, 51

Метод молекулярной динамики используется для изучения равновесных свойств взаимодействующих дипольных сфер (магнитных наночастиц), помещенных в немагнитную сферическую полость. Линейные размеры полости на порядок превосходят размеры наночастиц. Получены зависимости начальной магнитной восприимчивости и ориентационных параметров порядка системы от концентрации наночастиц и параметра диполь-дипольных взаимодействий. Показано, что при достаточной интенсивности диполь-дипольных взаимодействий система переходит в «вихреобразное» ориентационно-упорядоченное состояние. Спонтанная намагниченность в этом состоянии отсутствует.

Ключевые слова: дипольная жидкость; ориентационное упорядочение; магнитные наночастицы

ORIENTATIONAL ORDERING IN THE MICROVOLUME OF A DIPOLAR FLUID

A. P. Mikhailov^a, A. A. Kuznetsov^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bUral Federal University, 51 Lenina Av., 620000, Ekaterinburg

Molecular dynamics method is used to study the equilibrium properties of interacting dipolar spheres (magnetic nanoparticles) placed in a nonmagnetic spherical cavity. The linear dimensions of the cavity are an order of magnitude larger than the sizes of nanoparticles. The dependences of the initial magnetic susceptibility and orientational order parameters of the system on the concentration of nanoparticles and the dipolar coupling parameter are obtained. It is shown that, with sufficient intensity of dipole-dipole interactions, the system transitions into a “vortex-like” orientationally ordered state. There is no spontaneous magnetization in this state.

Keywords: dipolar fluid; orientational ordering; magnetic nanoparticles

Магнитные жидкости представляют собой коллоидные системы ферромагнитных или ферримагнитных однодоменных частиц, диаметром порядка 3 – 15 нм, в жидком носителе. Объёмная доля магнитного материала в жидкостях обычно составляет несколько процентов [1].

Актуальной проблемой физики магнитных жидкостей является проблема спонтанного ферромагнитного упорядочения [2]. Экспериментально такое упорядочение не наблюдалась, однако было предсказано в ряде теоре-

тических работ в начале 80-х годов прошлого века. Потенциальный недостаток всех исследований в использовании так называемых периодических граничных условий. Этот приём позволяет исследовать свойства макроскопических образцов, используя малое число частиц (порядка нескольких тысяч). В системах с дальнедействующими взаимодействиями периодические граничные условия могут вызвать численные артефакты. Поэтому в данной работе рассматривается система без периодических граничных условий.

Рассматривается непроницаемая сфера радиуса R . Сфера заполнена сферическими частицами диаметра σ , количество частиц N в сфере равняется 200. Равновесные свойства системы исследуются численно с помощью метода молекулярной динамики. Моделирование проводится в специализированном открытом пакете ESPResSo (Extensible Simulation Package for Research on Soft Matter) [3]. В основе метода лежит численное решение стохастических уравнений Ланжевена для вращательного и поступательного движения:

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{v}}_i^* = -\frac{\partial U_i^*}{\partial \mathbf{r}_i^*} - \gamma^{*T} \mathbf{v}_i^* + \boldsymbol{\eta}_i^{*T}, \\ J^* \dot{\boldsymbol{\omega}}_i^* = -\hat{\boldsymbol{\mu}}_i \times \frac{\partial U_i^*}{\partial \hat{\boldsymbol{\mu}}_i} - \gamma^{*R} \boldsymbol{\omega}_i^* + \boldsymbol{\eta}_i^{*R}, \end{cases}$$

где звёздочка означает приведённые величины, d – используется как единица длины, масса частицы m – как единица массы и термальная энергия $k_B T$ – как единица энергии. Таким образом, $\mathbf{v}_i^* = \mathbf{v}_i \sqrt{m/k_B T}$ и $\boldsymbol{\omega}_i^* = \boldsymbol{\omega}_i \sqrt{md^2/k_B T}$ – приведённые линейные и угловые скорости, соответственно, $\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i/d$ – приведённое положение частицы, $\hat{\boldsymbol{\mu}}_i = \boldsymbol{\mu}_i/\mu^* = \boldsymbol{\mu}_i/\mu$ – единичный вектор по направлению магнитного момента частицы, $\mu^* = \mu \sqrt{\mu_0/4\pi d^3 k_B T}$ – приведённый магнитный момент, μ_0 – магнитная постоянная, $U_i^* = U_i/k_B T$ – приведённая потенциальная энергия частицы, $J^* = J/md^2$ – приведённый момент инерции, $\gamma^{*T} = \gamma^T \sqrt{d^2/mk_B T}$ и $\gamma^{*R} = \gamma^R \sqrt{1/d^2 mk_B T}$ – приведённые коэффициенты поступательного и вращательного трения, соответственно, $\boldsymbol{\eta}_i^{*T}$ и $\boldsymbol{\eta}_i^{*R}$ – случайная гауссова сила и крутящий момент, которые имеют нулевые средние значения и удовлетворяют соотношению флуктуации-диссипации:

$$\langle \eta_{i\alpha}^{*T(R)}(t_1^*) \eta_{j\beta}^{*T(R)}(t_2^*) \rangle = 2\gamma^{*T(R)} \delta_{\alpha\beta} \delta_{ij} \delta^*(t_1^* - t_2^*),$$

приведённое время $t^* = t \sqrt{k_B T/md^2}$ [4].

Взаимодействия между каждой парой частиц рассчитываются напрямую. Полная энергия взаимодействия двух произвольных частицы складывается из потенциала диполь-дипольного взаимодействия и

потенциала Вика-Чандлера-Андерсена. Парная энергия диполь-дипольного взаимодействия даётся формулой:

$$\frac{U^{Dip}(\mathbf{r})}{k_B T} = \lambda \left(\frac{(\hat{\mu}_i \cdot \hat{\mu}_j)}{r^3} - \frac{3(\hat{\mu}_i \cdot \mathbf{r})(\hat{\mu}_j \cdot \mathbf{r})}{r^5} \right), \quad (1)$$

где $r = |\mathbf{r}|$, $\lambda = \mu^{*2}$ – параметр диполь-дипольных взаимодействий. Потенциал Вика-Чандлера-Андерсона отвечает за стерическое отталкивание частиц и записывается как:

$$U_{WCA}(r) = \begin{cases} 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 + \frac{1}{4} \right] & \text{если } r < \sigma 2^{\frac{1}{6}}, \\ 0 & \text{в любом другом случае,} \end{cases} \quad (2)$$

где ϵ – величина взаимодействия. На вход моделирования задаются величины ϕ и λ . ϕ – объёмная доля частиц в системе. После работы системы получаем три выходных значения: магнитный момент M , тороидальный момент Q и магнитная восприимчивость χ :

$$M = \frac{1}{N} \left\langle \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \hat{\mu}_i \right)^2} \right\rangle_t, \quad (3)$$

$$Q = \frac{1}{N} \left\langle \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \frac{\mathbf{r}_i \times \hat{\mu}_i}{r_i} \right)^2} \right\rangle_t, \quad (4)$$

$$\frac{\chi}{\chi_L} = \frac{1}{N} \left\langle \left(\sum_{i=1}^N \hat{\mu}_i \right)^2 \right\rangle_t, \quad (5)$$

где \mathbf{r}_i – радиус-вектор от центра сферы до i -й частицы. χ_L – Ланжевеновская восприимчивость, т.е. начальная магнитная восприимчивость ансамбля дипольных частиц в отсутствии межчастичных взаимодействий, находится по формуле:

$$\chi_L = 8\phi\lambda. \quad (6)$$

Значения M , Q и χ были получены при $\phi = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$ и $\lambda = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$. Было произведено 5 независимых симуляций для каждой комбинации ϕ и λ . На рис. 1 изображен пример зависимости мгновенных значений Q от времени симуляции.

Средние значения величин M , Q и χ , были найдены для каждой симуляции. Для каждой из величин посчитаны погрешности по Стьюденту.

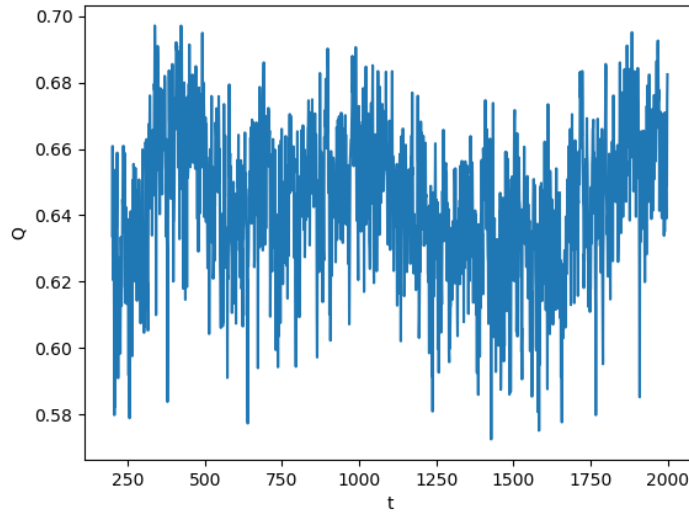


Рис. 1. Зависимость тороидального момента от времени симуляции при $\phi = 0.4$, $\lambda = 6$

Обработав полученные данные можно построить зависимость этих значений от λ при различных ϕ . Для того, чтобы удостовериться в правильности нашего решения, воспользуемся модифицированной теорией среднего поля [5] и посчитаем теоретическое значение магнитной восприимчивости χ , которое рассчитывается как

$$\chi = \frac{\chi_L(1 + \chi_L/3)}{1 + \chi_L/3 + \chi_L^2/9}, \quad (7)$$

где χ_L рассчитывается по формуле (6). Данная теория должна действовать при малых концентрациях $\phi < 0.2$ и $\lambda < 3$, в области сильных взаимодействий модифицированная теория среднего поля неприменима.

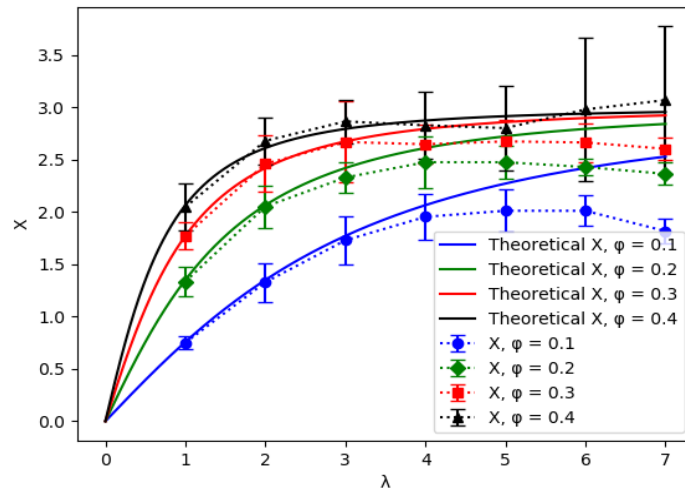


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости от параметра взаимодействия λ при различных концентрациях ϕ . Символы – результаты моделирования, сплошные кривые – формула (7)

На графике зависимости $\chi(\lambda)$ (рис. 2) видно, что данные моделирования, при малых концентрациях и параметрах взаимодействия, точно ложатся на теоретическую кривую, что указывает на корректность расчётов. С ростом λ восприимчивость системы к внешнему полю ослабевает, что может указывать на переход системы в некоторое упорядоченное состояние, для того чтобы понять так ли это обратимся к графикам, изображённым на рис. 3 и рис. 4.

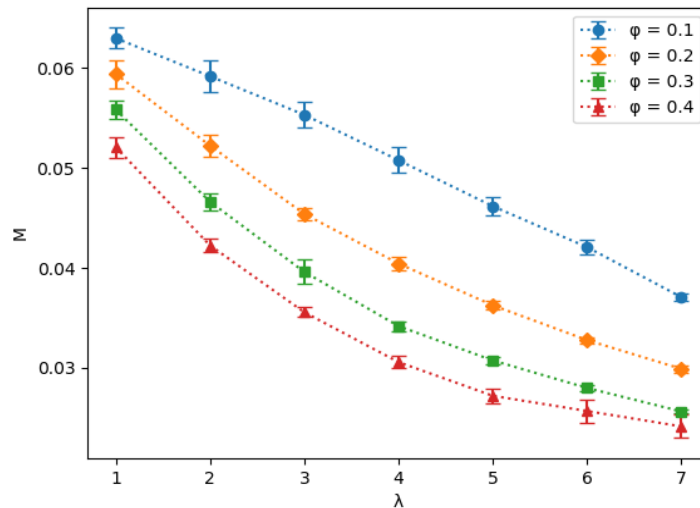


Рис. 3. Зависимость магнитного момента системы от параметра взаимодействия λ при различных концентрациях ϕ

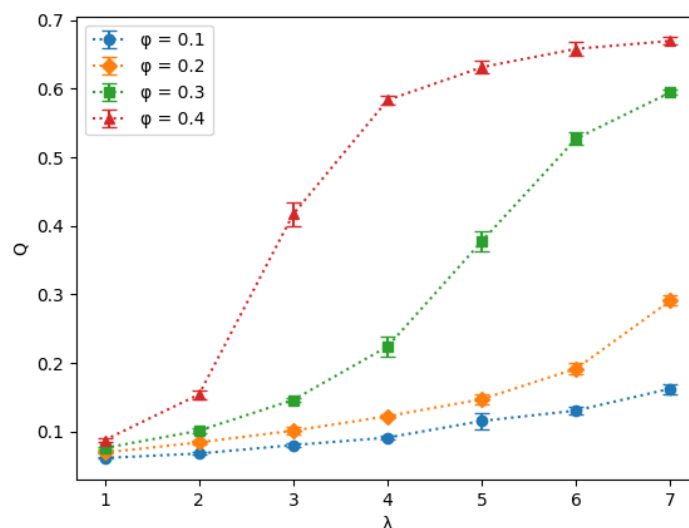


Рис. 4. Зависимость тороидального момента системы от параметра взаимодействия λ при различных концентрациях ϕ

Исходя из графика зависимости $M(\lambda)$, изображённого на рис. 3, можно сказать, что в нашем случае упорядочение не является ферромагнитным, поскольку значение магнитного момента, при каждом значении параметров

λ и ϕ , меньше единицы. Тороидальный момент Q , характеризующий замкнутое вихреобразное упорядочение, заметно возрастает с увеличением λ и ϕ (рис. 4). Основываясь на этом, можно сказать, что именно замкнутое вихреобразное упорядочение преобладает в нашей системе.

Список литературы

1. *Rosensweig R. E.* Ferrohydrodynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 1985. 344 p.
2. *Huke B., Lücke M.* Magnetic properties of colloidal suspensions of interacting magnetic particles // Reports on Progress in Physics. 2004. Vol. 67 (10). 1731.
3. *Weik F., Weeber R., Szuttor K. et al.* ESPResSo 4.0-an extensible software package for simulating soft matter systems // The European Physical Journal Special Topics. 2019. Vol. 227 (14). P. 1789–1816.
4. *Kuznetsov A. A.* Equilibrium properties of magnetic filament suspensions // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2019. Vol. 470. P. 28–32.
5. *Ivanov A. O., Kuznetsova O. B.* Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // Physical Review E. 2001. Vol. 64 (4). 041405.

МНОГОМОДОВАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

Н. В. Осмоловский, В. А. Ильин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Получена многомодовая модель электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального слоя. Рассмотрен электрокондуктивный механизм зарядообразования. На основе полученной модели в случае мгновенной релаксации заряда изучена линейная устойчивость равновесия жидкости в невесомости и при нагреве снизу в поле тяжести.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость

MULTIMODE ELECTRIC CONVECTION MODEL OF POORLY CONDUCTIVE LIQUID

N. V. Osmolovskii, V. A. Il'in

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

A multimode model of electroconvection of a non-isothermal poorly conductive liquid in a steady electric field of a horizontal layer is obtained. The electroconductive mechanism of charge formation is considered. On the basis of the obtained model, the linear stability of the liquid equilibrium is studied in weightlessness and when heated from below in the field of gravity in the case of instantaneous charge relaxation.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1]. На практике результаты исследований настоящей работы могут быть применены в электрогидродинамических насосах, на производстве полимерных нитей, электростатических пылеуловителей и капилляров, а также в технических устройствах для теплообмена в космосе – там, где естественная конвекция затруднена.

В природе существует термогравитационный механизм конвекции, и несколько механизмов электроконвекции, из которых в данной работе рассматривается только электрокондуктивный механизм неустойчивости [1, 2]. Он возникает в неоднородно нагретых слабопроводящих жидкостях в электрическом поле. Целью работы является проведение исследования линейной устойчивости равновесия слабопроводящей жидкости на основе многомодовой модели.

В задаче рассматривается горизонтальный плоский конденсатор со

слабопроводящей жидкостью в постоянном электрическом поле со свободными граничными условиями. Поведение жидкости описывается безразмерной системой уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости в гравитационном и электрическом полях [2–5].

Для решения этой системы уравнений использован метод Галёркина со следующими аппроксимациями полей функции тока, температуры и плотности заряда, удовлетворяющими граничным условиям ($z = 0, 1$: $\psi = \psi'' = \vartheta = 0$):

$$\begin{aligned}\psi &= \sum_{i=1}^4 A_i(t) \sin(i\pi z) \sin \pi kx, \\ \vartheta &= \sum_{i=1}^4 B_i(t) \sin(i\pi z) \cos \pi kx + C(t) \sin 2\pi z, \\ \rho_e &= \sum_{i=1}^4 D_i(t) \cos(i\pi z) \cos \pi kx + E(t) \cos 2\pi z.\end{aligned}$$

После проведения процедуры ортогонализации и перемасштабирования переменных получается модель электроконвекции из 14 дифференциальных уравнений. Ограничимся случаем мгновенной релаксации заряда, когда электрическое число Прандтля $\text{Pr}_e = 0$. В этом случае получается девятимодовая модель электроконвекции слабопроводящей жидкости (точка над переменными обозначает производную по времени):

$$\begin{aligned}X_1 &= \text{Pr}(-X_1 + rY_1 + eY_2 + eY_4), \\ \dot{X}_2 &= \text{Pr}(-dX_2 + (rY_2 - eY_1 + eY_3)/d), \\ \dot{X}_3 &= \text{Pr}(-uX_3 + (rY_3 - 9eY_2/5 + 45eY_4/7)/u), \\ \dot{X}_4 &= \text{Pr}(-sX_4 + (rY_4 - 2eY_1/5 - 10eY_3/7)/s), \\ \dot{Y}_1 &= -Y_1 + X_1 + V(X_1 - X_3), \\ \dot{Y}_2 &= -dY_2 + X_2 - VX_4, \\ \dot{Y}_3 &= -uY_3 + X_3 - VX_1, \\ \dot{Y}_4 &= -sY_4 + X_4 - VX_2, \\ \dot{V} &= -bV + X_4Y_4 + X_3Y_1 - X_1(Y_1 - Y_4).\end{aligned}$$

Здесь X_i, Y_i, V ($i = \overline{1,4}$) – перемасштабированные амплитуды, характеризующие различные пространственные моды; Pr – число Прандтля, r, e – нормированные тепловое и электрическое числа Рэлея; b, d, u, s – геометрические параметры, зависящие от волнового числа k . Эта модель является обобщением трёхмодовой модели Лоренца [6].

На основе этой многомодовой модели проведено исследование линейной устойчивости равновесия слабопроводящей жидкости в горизонтальном плоском конденсаторе. Аналогичное исследование на основе маломодой модели было проведено в работе [4].

Граница монотонной неустойчивости задаётся следующими неравенствами:

$$1 < r < d^3,$$

$$u^3 < r < s^3.$$

Также рассмотрена устойчивость жидкости относительно колебательных возмущений. Были определены критические значения волнового числа k_c , нормированного электрического числа Рэлея e и частоты нейтральных колебаний ν при исследовании случаев невесомости ($r = 0$) и нагрева снизу в поле тяжести ($r = 1$). На рис. 1а приведён график зависимости нормированного электрического числа Рэлея e от числа Прандтля Pr , а график зависимости частоты ν от числа Прандтля Pr приведён на рис. 1б. На рис. 2 показан график зависимости критического волнового числа k_c от числа Прандтля Pr . На этих рисунках кривые 1 соответствуют невесомости ($r = 0$), а кривые 2 – нагреву снизу ($r = 1$).

Рис. 1а, б демонстрируют то, что с увеличением числа Прандтля значение нормированного электрического числа Рэлея и частота растут в невесомости. А при нагреве снизу они выходят на стационар. На рис. 2 видно, что с увеличением числа Прандтля значение критического волнового числа уменьшается; в невесомости оно меньше, чем при нагреве снизу.

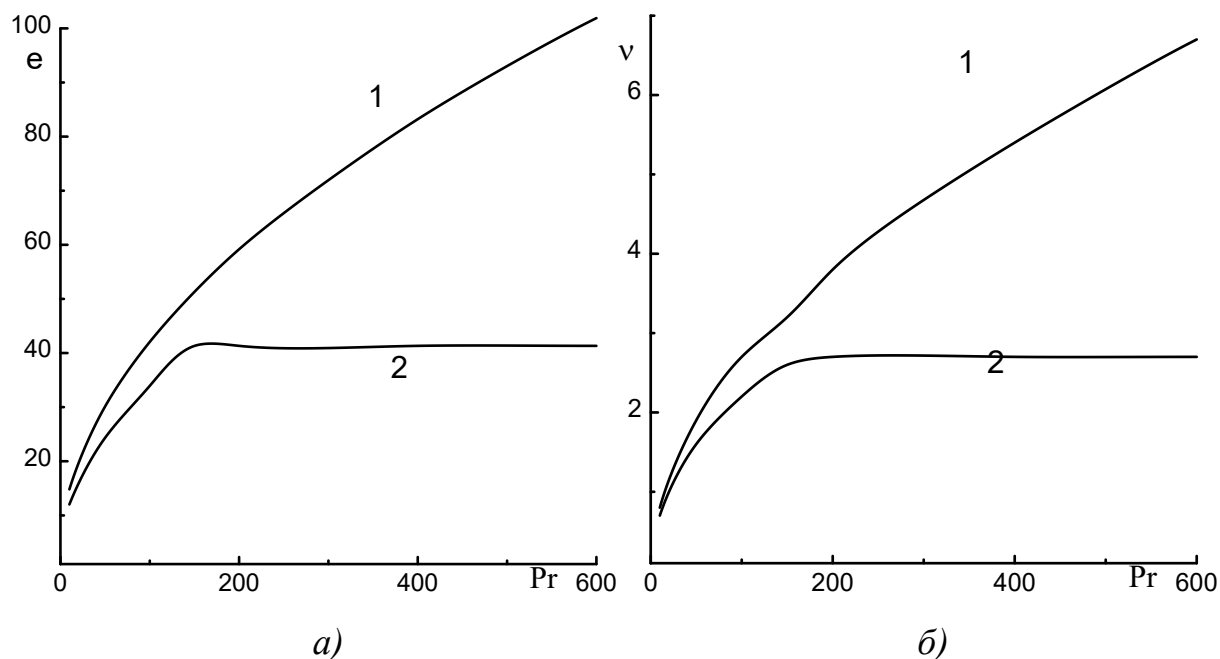


Рис. 1. а) Зависимость e от числа Прандтля Pr .
 б) Зависимость частоты ν от числа Прандтля Pr
 (1 – невесомость ($r = 0$), 2 – нагрев снизу ($r = 1$))

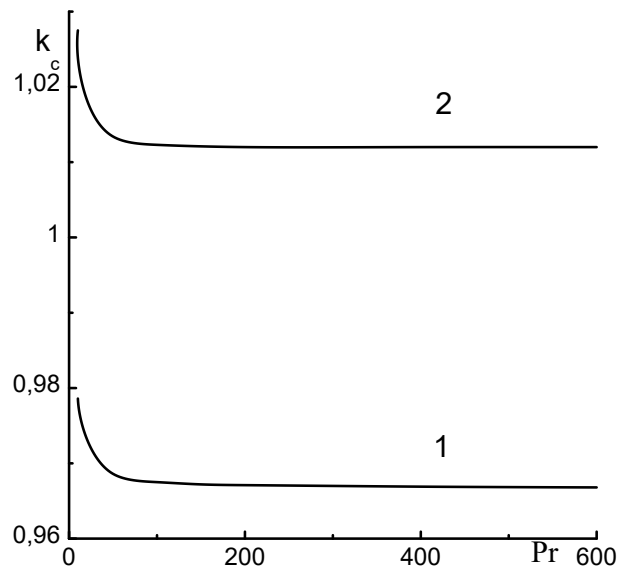


Рис. 2. Зависимость критического волнового числа k_c от числа Прандтля Pr (1 – невесомость ($r = 0$), 2 – нагрев снизу ($r = 1$))

В результате была получена многомодовая модель электроконвекции слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального конденсатора. Рассмотрен электрокондуктивный механизм зарядообразования. В случае мгновенной релаксации заряда проведено исследование линейной устойчивости равновесия слабопроводящей жидкости на основе полученной модели. Рассмотрены два случая: невесомость и нагрев снизу в поле тяжести. Получены зависимости критических параметров от числа Прандтля. Выявлены их закономерности.

Список литературы

1. Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
2. Smorodin B. L., Velarde M. G. Electrothermoconvective instability of an ohmic liquid layer in an unsteady electric field // Journal of Electrostatics. 2000. Vol. 48 (3–4). P. 261–277.
3. Ильин В. А., Смородин Б. Л. Нелинейные режимы электроконвекции слабопроводящей жидкости // Письма в журнал технической физики. 2007. Т. 33. № 8. С. 81–87.
4. Ильин В. А. Электроконвекция слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. №. 1. С 64–73.
5. Картавых Н. Н., Смородин Б. Л., Ильин В. А. Параметрическая электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном плоском конденсаторе // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2015. Т. 148. № 1 (7). С. 178–189.
6. Фрик П. Г. Турбулентность: подходы и модели. Москва–Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 292 с.

ВЛИЯНИЕ ДЛИНЫ СЕДИМЕНТАЦИИ НА ВРЕМЯ УСТАНОВЛЕНИЯ РАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ В ШАРОВОЙ ПОЛОСТИ

Е. А. Пешков, П. В. Краузин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Независимо от начального распределения концентрации коллоидного раствора в поле силы тяжести установится равновесное распределение частиц по высоте. В данной работе численно получена эволюция этого переходного процесса для однородного в начальный момент времени коллоидного раствора, заполняющего шаровую полость. Определено время установления равновесного распределения концентрации в зависимости от безразмерной длины седиментации.

Ключевые слова: коллоидный раствор; длина седиментация; шаровая полость; метод конечных разностей

INFLUENCE OF A SEDIMENTATION LENGTH ON THE EQUILIBRIUM CONCENTRATION ESTABLISHMENT TIME OF THE COLLOIDAL PARTICLES IN A SPHERICAL CAVITY

E. A. Peshkov, P. V. Krauzin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Irrespective of a concentration initial distribution of the colloidal suspension in the gravity field, the equilibrium distribution of particles on height is established. In this paper, the evolution of this transient process is obtained numerically for a homogeneous at the initial time colloidal suspension that fills the spherical cavity. The time to establish the equilibrium concentration distribution depending on the dimensionless sedimentation length is determined.

Keywords: colloidal suspension; sedimentation length; spherical cavity; finite difference method

Рассмотрим однородный коллоидный раствор [1], заполняющий шаровую полость радиуса R (рис. 1), в поле тяжести Земли. Установление равновесного распределения концентрации дисперсных частиц происходит под действием двух конкурирующих механизмов: седиментация и диффузия. Седиментация приводит к оседанию частиц, а диффузия – к их равномерному распределению. Динамическому равновесию этих процессов отвечает барометрическое распределение концентрации. Определим кинетику установления равновесного состояния. Строго говоря, наличие наклонных границ полости обуславливает формирование градиента концентрации с ненулевой горизонтальной составляющей, что нарушает необходимое условие механического равновесия жидкости [2]. Однако в данной работе

будем использовать бесконвективное приближение, считая коллоидный раствор неподвижным. Численное моделирование процессов переноса примеси в коллоидной смеси при наличии наклонных границ с учетом концентрационной конвекции проведено в [3].

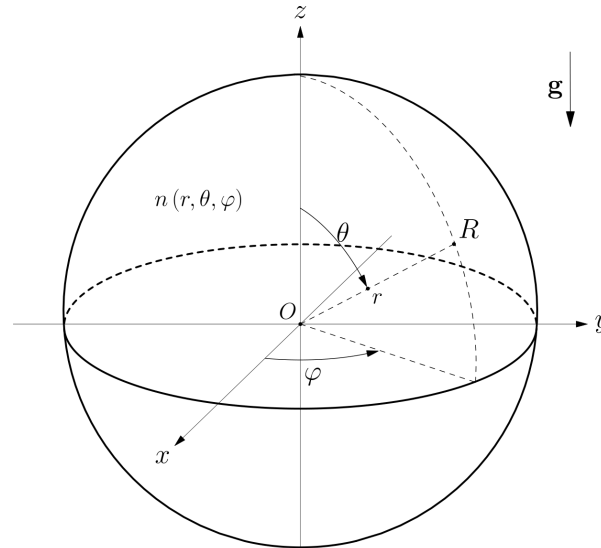


Рис. 1. Система координат

Закон сохранения числа коллоидных частиц имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div } \mathbf{j} = 0, \quad (1)$$

где n – концентрация, \mathbf{j} – плотность потока частиц, которая складывается из седиментационной и диффузионной составляющих. Для слабоконцентрированных растворов имеем:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{сед}} + \mathbf{j}_{\text{диф}} = -\frac{D}{l} n \mathbf{e}_z - D \nabla n. \quad (2)$$

Здесь D – коэффициент диффузии, $\mathbf{e}_z = -\mathbf{g}/g$, \mathbf{g} – ускорение свободного падения, l – длина седиментации, характеризующая высоту, на которой концентрация примеси изменяется в e раз и определяется соотношением

$$l = \frac{k_B T}{m_* g},$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, $m_* = v(\rho_p - \rho_s)$, v – объем дисперсной частицы, ρ_p , ρ_s – плотность частицы и дисперсионной жидкости соответственно.

Подставляя (2) в (1), получим уравнение для концентрации:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{D}{l} \mathbf{e}_z \cdot \nabla n - D \Delta n = 0,$$

$$t = 0: \quad n = \bar{n},$$

$$r = R: \left(\frac{D}{l} n \mathbf{e}_z + D \nabla n \right) \cdot \mathbf{e}_r = 0.$$

В начальном условии \bar{n} – средняя концентрация; граничное условие записано из требования равенства нулю нормальной к стенкам полости составляющей потока – условие непроницаемости. Также приняты обозначения: r – длина радиус вектора, построенного из центра сферической полости, \mathbf{e}_r – единичный вектор внешней нормали границы полости.

Выберем следующие масштабы: длины – радиус полости R , времени – R^2/D , концентрации – \bar{n} . При этом в задаче возникает единственный безразмерный параметр $\lambda = l/R$, который одновременно имеет несколько значений: безразмерная седиментационная длина; отношение характерных времен – седиментационное к диффузионному; безразмерная стоксовая скорость осаждения частицы; и наконец, отношение характерных энергий – тепловой к потенциальной.

Таким образом, безразмерное дифференциальное уравнение, описывающее эволюцию концентрации коллоидных частиц в сфере, с заданным начальным и граничным условием имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{\lambda} \mathbf{e}_z \cdot \nabla n - \Delta n &= 0, \\ t = 0: \quad n &= 1, \\ r = 1: \quad \left(\frac{1}{\lambda} n \mathbf{e}_z + \nabla n \right) \cdot \mathbf{e}_r &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Ранее авторами [4] было получено аналитическое решение в диффузионном приближении методом разложения по малому параметру $1/\lambda$. В первом порядке малости распределение концентрации определяется выражением:

$$n(r, \theta, t) \approx 1 + \frac{1}{\lambda} \left(\sum_{k=1}^{\infty} A_k \frac{J_{3/2}(\mu_k r)}{\sqrt{r}} e^{-\mu_k^2 t} \cos \theta - r \cos \theta \right), \quad (4)$$

где коэффициенты A_k определяются по теореме Стеклова:

$$A_k = \frac{J_{5/2}(\mu_k)}{\mu_k \int_0^1 J_{3/2}^2(\mu_k r) r dr},$$

а спектр собственных значений μ_k является решением трансцендентного уравнения (индекс k нумерует корни уравнения):

$$2\mu_k \operatorname{ctg} \mu_k + \mu_k^2 - 2 = 0.$$

Определим равновесное барометрическое распределение. В горизонтальном направлении действует только диффузионный механизм, поток которого в равновесии равен нулю:

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial y} = 0.$$

С учетом равенства нулю производной по времени, получим уравнение для нахождения барометрики:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial n}{\partial z} = 0,$$

$$r = 1: \quad \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{\lambda} n = 0.$$

Решением этого уравнения является функция:

$$n(z) = C_1 + C_2 e^{-z/\lambda}.$$

Применение граничного условия дает равенство нулю C_1 . Определение C_2 из условия сохранения числа частиц приводит к барометрическому распределению:

$$n(z) = \frac{e^{-z/\lambda}}{3\lambda^3 \left(\frac{1}{\lambda} \operatorname{ch} \frac{1}{\lambda} - \operatorname{sh} \frac{1}{\lambda} \right)}.$$

Для произвольных значений λ решение уравнения (3) находилось численно с помощью метода конечных разностей [5]. Задача решалась в осесимметричной двумерной постановке.

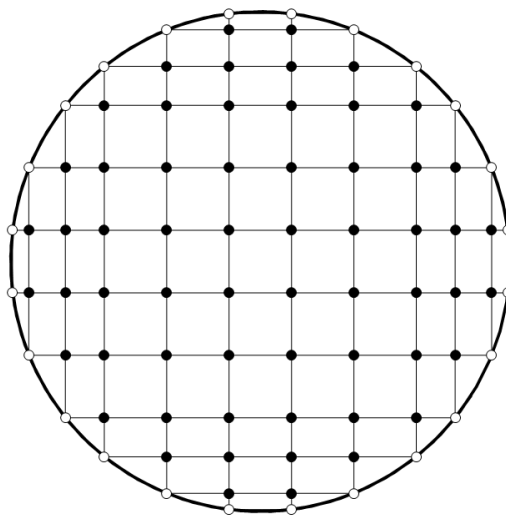


Рис. 2. Прямоугольная сетка

На рис. 2 представлена дискретизация физической области: сплошными точками обозначены внутренние узлы, выколотыми – узлы граничного слоя.

Сплошной линией проведена граница. Такая расстановка узлов имеет несколько преимуществ. Каждый узел имеет узла-соседа по вертикали и горизонтали, что позволяет записать разностные операторы для каждого узла сетки. При этом плотность узлов увеличивается в окрестностях границ, где возникают большие градиенты концентрации. Несущественный недостаток – несовпадение геометрии сетки и границ усложняет написание граничных условий. Отметим также неравномерность шага сетки, что следует учитывать при записи дифференциальных операторов в конечно-разностной форме.

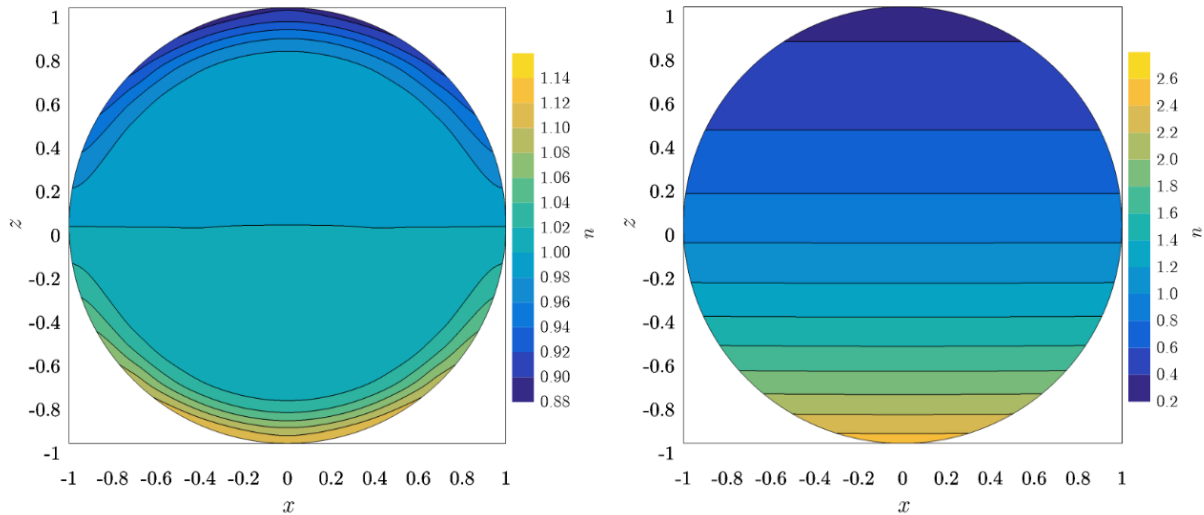


Рис. 3. Поля концентраций при $\lambda = 1$ в моменты времени $t = 0.01$ (слева) и $t = 1$ (справа)

В силу симметрии задачи, вычисления проводились для половины указанной области. На рис. 3 приведены результаты численного решения.

Введем величину, характеризующую степень отклонения распределения концентрации от равновесного значения:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\Delta n(t)}{\Delta n(\infty)},$$

где Δn – разность концентраций между нижним ($z = -1$) и верхним ($z = 1$) полюсами шаровой полости. Момент времени $t \rightarrow \infty$ соответствует барометрическому распределению. Время установления равновесия $t = \tau$ определяется по достижению ε значения 0.01.

Формула (4) позволяет вычислить асимптотическое значение времени установления при $\lambda \gg 1$:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \tau = \frac{1}{\mu_1^2} \ln \left(\sqrt{\frac{2}{\pi \mu_1}} \frac{A_1(\mu_1 \cos \mu_1 - \sin \mu_1)}{\varepsilon \mu_1} \right) \approx 1.03.$$

Результат вычисления τ на основе численного решения уравнения представлен на рис. 4. Для сравнения геометрий также приведен график аналитической зависимости $\tau(\lambda)$ для вертикального столба высотой $L = 2$,

полученной на основе результатов работы [6]. Видно, что для полостей различных форм наблюдается монотонное возрастание времени установления равновесия с увеличением безразмерной длины седиментации, имеющее асимптотический предел.

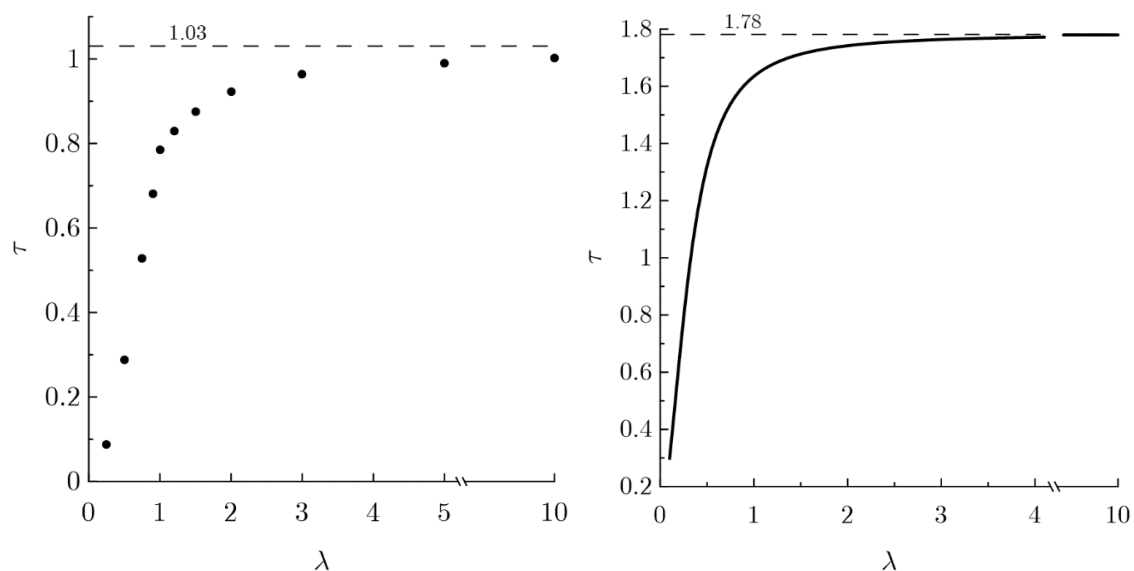


Рис. 4. Зависимости времени установления τ от безразмерной длины седиментации λ для шаровой полости (слева) и вертикального столба (справа)

Список литературы

1. Евстратова К. И., Купина Н. А. Физическая и коллоидная химия. М.: Высшая школа, 1990. 487 с.
2. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Черепанов И. Н., Смородин Б. Л. Перенос примеси наночастиц в сосуде с наклонными боковыми границами // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 81–88.
4. Пешков Е. А., Краузин П. В. Установление равновесного распределения концентрации коллоидных частиц в шаровой полости // Физика для Пермского края: материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. Пермь, 2019. Вып. 12. С. 47–52.
5. Самарский А. А. Введению в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 553 с.
6. Райхер Ю. Л., Шлиомис М. И. Кинетика установления равновесного распределения концентрации в магнитной жидкости // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. Свердловск: УрО АН СССР. 1991. С. 27–32.

ПРОДОЛЬНОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ: РОЛЬ СПОНТАННОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА

А. А. Плотников^a, И. С. Поперечный^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614068, Пермь, Королева, 1

В работе развита теория нелинейного перемагничивания одноосных антиферромагнитных наночастиц в пределе низких температур. Изучены возможные магнитные состояния частиц во внешнем поле, параллельном оси лёгкого намагничивания. Показано, что наличие у наночастиц спонтанного магнитного момента приводит, во-первых, к размытию в них спин-флоп перехода: переориентация подрешёток в приложенном поле происходит без скачков, а во-вторых, к гистерезисному характеру их намагничивания.

Ключевые слова: антиферромагнетик; наночастица; декомпенсация подрешёток

LONGITUDINAL REMAGNETIZATION OF ANTIFERROMAGNETS: THE ROLE OF SPONTANEOUS MAGNETIC MOMENT

A. A. Plotnikov^a, I. S. Poperechny^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614068, Perm

A theory of nonlinear remagnetization of uniaxial antiferromagnetic nanoparticles in the low temperature limit is developed. The possible magnetic states of a particle in a field, applied parallel to the easy axis of magnetization, are analyzed. It was shown that the presence of spontaneous magnetic moment of nanoparticles leads, first, to a blurring of the spin-flop transition: reorientation of the sublattices in external field occurs without jumps, and secondly, to magnetic hysteresis.

Keywords: antiferromagnet; nanoparticle; decompensation of sublattices

В последние годы антиферромагнитные (АФМ) наночастицы оказались в фокусе внимания прикладной физики магнитных явлений. Пристальный интерес к ним связан, прежде всего, с широкими перспективами применения в устройствах спинтроники [1] и наномедицине [2]. В основе всех приложений АФМ наночастиц, так или иначе, лежит один и тот же эффект: управление намагничённостью подрешёток посредством внешнего поля. В связи с этим одним из важнейших является вопрос о возможных магнитных переходах, которые индуцирует в частицах приложенное поле.

Рассмотрим АФМ частицу размером порядка 10 нм. Будем считать, что частица обладает анизотропией типа «лёгкая ось». Для наноразмерных антиферромагнетиков, в отличие от макроскопических образцов, характерно от-

существование полной магнитной компенсации подрешёток [3]. Наличие декомпенсационного магнитного момента μ_0 может быть связано с нарушением магнитного порядка в расположении спинов вблизи поверхности, разным количеством спинов в кристаллических плоскостях, различного рода дефектами и т. д. Будем предполагать, что приложенное магнитное поле \mathbf{H} значительно меньше обменного, и вектор μ_0 направлен вдоль единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{e} . Если обозначить через χ_A поперечную восприимчивость частицы, то магнитную энергию системы можно записать в виде [4]:

$$U = -\mu_0 H (\mathbf{e} \cdot \mathbf{h}) - KV (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} \chi_A V H^2 ((\mathbf{e} \cdot \mathbf{h})^2 - 1),$$

где K – константа анизотропии, V – объём частицы, а \mathbf{h} и \mathbf{n} – единичные вектора вдоль внешнего поля и оси анизотропии соответственно. Полный магнитный момент частицы

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{\partial U}{\partial \mathbf{H}} = \mu_0 \mathbf{e} + \chi_A V H (\mathbf{h} - (\mathbf{e} \cdot \mathbf{h}) \mathbf{e}),$$

очевидно, зависит от величины и ориентации приложенного поля. В дальнейшем мы будем полагать, что внешнее поле направлено вдоль оси анизотропии частицы \mathbf{n} . В этой ситуации магнитное состояние частицы в заданном поле \mathbf{H} определяется только углом \mathcal{J} , который АФМ-вектор составляет с осью симметрии системы.

Перейдем к безразмерным величинам. Магнитную энергию будем измерять в единицах KV , а внешнее поле – в единицах $H_* = \sqrt{2K/C_A}$. Кроме того, введём параметр $b = m_0 H_* / KV$, характеризующий степень магнитной декомпенсации подрешёток. Результат запишем согласно

$$u \equiv \frac{U}{KV} = -\beta q \cos \vartheta + q^2 (\cos^2 \vartheta - 1) - q^2, \quad q = H/H_*. \quad (1)$$

Пренебрегая тепловыми флуктуациями вектора \mathbf{e} , будем считать, что при заданном внешнем поле состояние частицы отвечает минимуму (основному или метастабильному) энергии. При таком подходе анализ возможных состояний системы сводится к поиску экстремумов потенциала (1).

Начнём с рассмотрения случая, когда магнитные моменты подрешёток полностью скомпенсированы. При $b = 0$ первая и вторая производные от энергии (3) равны соответственно

$$u' = \sin 2\vartheta (1 - q^2), \quad u'' = 2 \cos 2\vartheta (1 - q^2).$$

Точками экстремума, очевидно, являются углы $\mathcal{J} = 0$, $\mathcal{J} = \rho$ и $\mathcal{J} = \rho/2$. Анализируя знак второй производной, нетрудно убедиться, что интервале полей $-1 < q < 1$ минимуму энергии отвечает два угла: $\mathcal{J} = 0$ и $\mathcal{J} = \rho$ (вектор \mathbf{e}

направлен вдоль оси анизотропии), а в интервале $|q| > 1$ – только один угол $\mathcal{J} = \rho/2$ (вектор \mathbf{e} направлен перпендикулярно оси анизотропии). Это иллюстрирует рис. 1, где показана зависимость энергии u от угла \mathcal{J} для двух значений поля: $q = 0.5$ и $q = 1.2$. При критических значениях поля $|q| = 1$ АФМ-вектор скачком изменяет своё направление. Этот эффект – так называемый *спин-флоп переход* – хорошо известен для антиферромагнитных кристаллов с одноосной анизотропией [5].

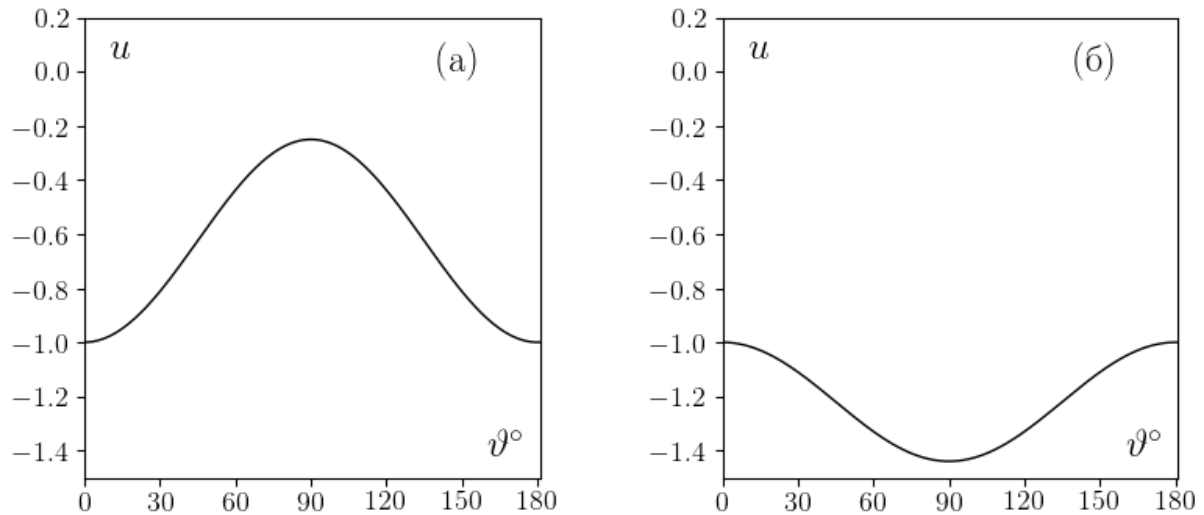


Рис. 1. Профиль магнитной энергии антиферромагнетика, не обладающего собственным магнитным моментом (параметр $b = 0$), для значений внешнего поля $q = 0.5$ (а) и $q = 1.2$ (б)

В наночастицах, как уже говорилось, полная магнитная компенсация подрешёток едва ли возможна, и возникает вопрос о влиянии спонтанного магнитного момента μ_0 на последовательность переходов в антиферромагнетике. Для нахождения возможных состояний системы при $\beta \neq 0$ приравняем к нулю первую производную от потенциала (1):

$$u' = \beta q \sin \vartheta + (1 - q^2) \sin 2\vartheta = 0,$$

что даёт его точки экстремума: $\mathcal{J}_1 = 0$, $\mathcal{J}_2 = \rho$, $\mathcal{J}_3 = \arccos \left[\beta q / 2(q^2 - 1) \right]$.

Последнее из указанных решений, очевидно, существует не при всех значениях поля. Анализ второй производной от энергии

$$u'' = \beta q \cos \vartheta + 2(1 - q^2) \cos 2\vartheta$$

показывает, что угол $\mathcal{J}_1 = 0$ является точкой минимума, если приложенное поле находится в интервале $b/4 - \sqrt{1 + (b/4)^2} < q < b/4 + \sqrt{1 + (b/4)^2}$; угол

$\mathcal{J}_2 = \rho$ является точкой минимума, если приложенное поле находится в интервале $-b/4 - \sqrt{1 + (b/4)^2} < q < -b/4 + \sqrt{1 + (b/4)^2}$. Наконец, решение $\vartheta_3 = \arccos\left[\beta q/2(q^2 - 1)\right]$ определяет точку минимума потенциала при $|q| > b/4 + \sqrt{1 + (b/4)^2}$.

Таким образом, в общем случае для антиферромагнитной наночастицы следует определить два критических поля:

$$q_{c1} = -b/4 + \sqrt{1 + (b/4)^2} \quad \text{и} \quad q_{c2} = b/4 + \sqrt{1 + (b/4)^2},$$

смысл которых становится ясным, если рассмотреть последовательность магнитных переходов, происходящих в системе при уменьшении поля от некоторого значения $q > q_{c2}$ до величины $q < -q_{c2}$. В диапазоне полей $q > q_{c2}$ угол между вектором антиферромагнетизма \mathbf{e} и осью анизотропии равен $\vartheta = \arccos\left[\beta q/2(q^2 - 1)\right]$. Он уменьшается вслед за полем q , а при критическом значении $q = q_{c2}$ становится точно равным нулю – вектор антиферромагнетизма ориентируется вдоль оси анизотропии. При $q = q_{c1}$ на профиле энергии в точке $\mathcal{J} = \rho$ появляется второй минимум энергии. Тем не менее, ориентация вектора \mathbf{e} остаётся неизменной, поскольку переходы между потенциальными ямами невозможны из-за разделяющего их энергетического барьера. Ситуация меняется только при $q = -q_{c1}$, когда минимум в точке $\mathcal{J} = 0$ исчезает, и вектор антиферромагнетизма частицы скачком переворачивается – частица оказывается в состоянии $\mathcal{J} = \rho$. Это состояние является основным до тех пор, пока поле не достигнет второго критического значения $q = -q_{c2}$. После этого поведение антиферромагнитного становится качественно иным: его направление вновь начинает зависеть от приложенного поля по закону $\vartheta = \arccos\left[\beta q/2(q^2 - 1)\right]$. То есть при уменьшении поля в системе происходит три магнитных перехода: при $q = q_{c2}$, $q = -q_{c1}$ и $q = -q_{c2}$. При этом второй из этих переходов сопровождается скачкообразным поворотом АФМ-вектора, а первый и третий – нет.

Аналогично можно выполнить анализ поведения системы при увеличении поля от некоторого значения $q < -q_{c2}$ до величины $q > q_{c2}$. В этом случае магнитные переходы происходят при $q = -q_{c2}$ (от состояния $\vartheta = \arccos\left[\beta q/2(q^2 - 1)\right]$ к состоянию $\mathcal{J} = \rho$), при $q = q_{c1}$ (переход от $\mathcal{J} = \rho$ к $\mathcal{J} = 0$) и при $q = q_{c2}$ (переход от $\vartheta = \arccos\left[\beta q/2(q^2 - 1)\right]$ к $\mathcal{J} = 0$). Так как

поле переориентации АФМ-вектора от угла $\mathcal{J} = \rho$ к углу $\mathcal{J} = 0$ не совпадает с полем перехода от угла $\mathcal{J} = 0$ к $\mathcal{J} = \rho$, для системы характерен гистерезис.

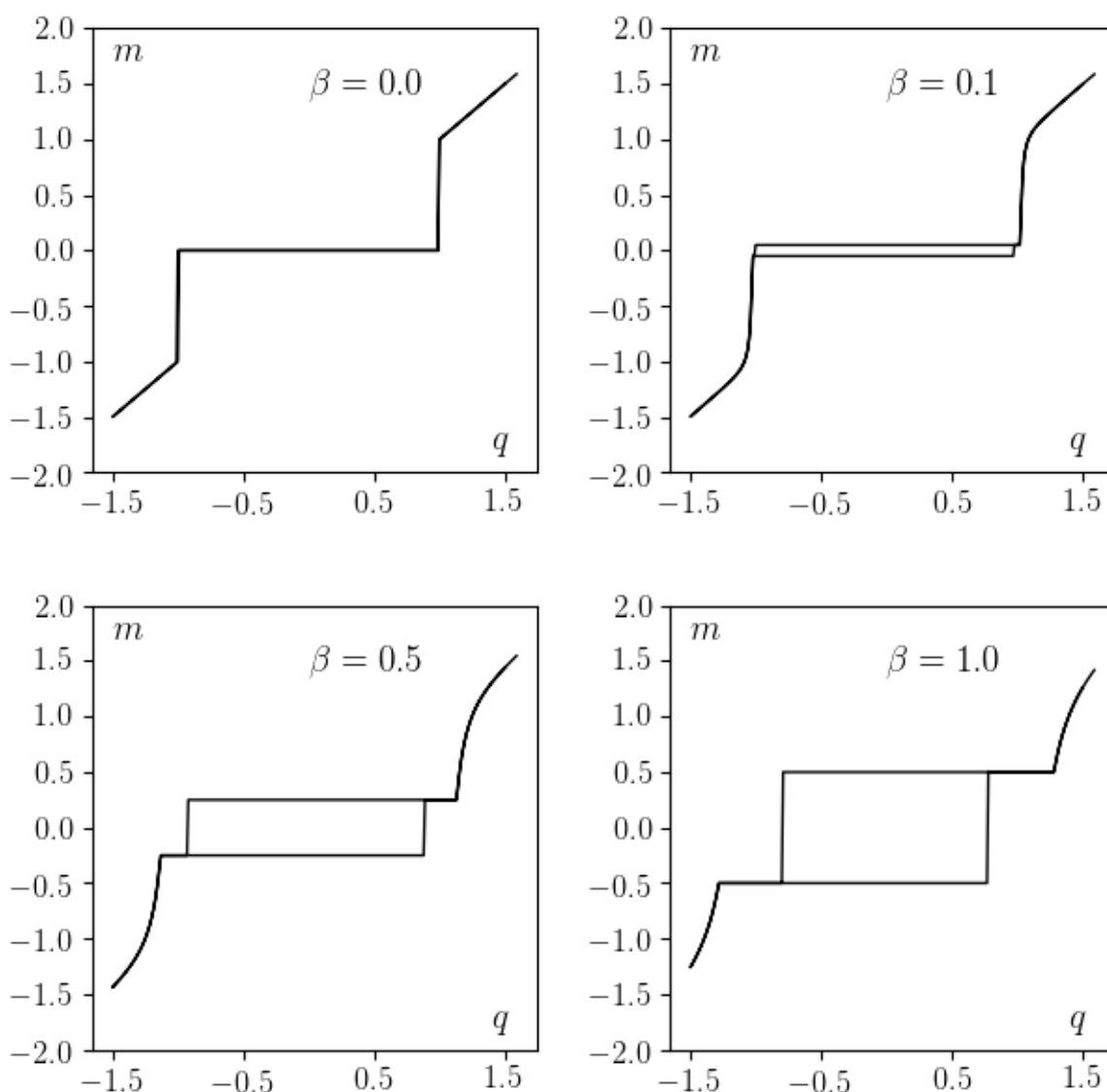


Рис. 2. Кривые намагничивания антиферромагнитной наночастицы при различных значениях параметра декомпенсации подрешёток b

Одной из основных характеристик любого магнитного материала является его кривая намагничивания, которая показывает зависимость проекции магнитного момента на направление приложенного поля (именно эта величина, как правило, измеряется в эксперименте) от величины поля. Безразмерный магнитный момент АФМ частицы удобно измерять в единицах $C_A V H_*$, а его проекцию m на направление поля определить согласно:

$$m = \frac{\mu}{\chi_A V H_*} \cdot h = \frac{1}{2} \beta (e \cdot h) + q \left(1 - (e \cdot h)^2 \right).$$

Зависимость $m(q)$ является теоретическим аналогом кривой намагничивания наноразмерного антиферромагнетика. Её вид для разных значений параметра b показан на рис. 2. При $b = 0$ (полная магнитная компенсация подрешёток) намагниченность строго равна нулю в интервале полей $-1 < q < 1$; скачкообразный переход к росту намагниченности в точке $q_{c2} = 1$ соответствует спин-флоп переходу. При $\beta \neq 0$ горизонтальный участок кривой намагничивания, ожидаемо, раскрывается в петлю гистерезиса; её вертикальные отрезки соответствуют переворотам АФМ-вектора между двумя направлениями $\mathcal{J} = 0$ и $\mathcal{J} = \rho$ вдоль оси анизотропии. Спин-флоп переход при $\beta \neq 0$ оказывается «размытым»: смена поведения намагниченности в точке $q = q_{c2}$ происходит без скачка и тем более плавно, чем больше декомпенсационный магнитный момент m_0 антиферромагнитной частицы. Подчеркнём, что последний в большинстве случаев заранее неизвестен, а должен быть определён из магнитных измерений. Наше рассмотрение показывает, что величина m_0 может быть найдена как полуширина петли гистерезиса антиферромагнетика в поле, параллельном оси анизотропии. В самом деле, в безразмерных единицах эта характеристика равна $b/2$ (это иллюстрирует рис. 2), а в размерных – в точности m_0 .

Список литературы

1. Rózsa L., Selzer S., Birk T., Atxitia U., Nowak U. Reduced thermal stability of antiferromagnetic nanostructures // *Physical Review B*. 2019. Vol. 100. 064422.
2. Stolyar S., Balaev D., Ladygina V. et al. Bacterial ferrihydrite nanoparticles: preparation, magnetic properties, and application in medicine // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. 2018. Vol. 31. P. 2297–2304.
3. Néel L. Superparamagnetisme des grains tres fins antiferromagnetiques // *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*. 1961. V. 252. P. 4075–4080.
4. Райхер Ю. Л., Степанов В. И. Магнитная релаксация в суспензии наночастиц антиферромагнетика // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2008. Т. 134. № 3. С. 514–524.
5. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М: Наука, 1973. 592 с.

СПИРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ФЕРРОХОЛЕСТЕРИКА В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. А. Полушкина, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Теоретически изучено поведение спиральной ориентационной структуры феррохолестерического жидкого кристалла в слабом линейно поляризованном осциллирующем магнитном поле. Анализируются изменения шага спирали феррохолестерика со временем в зависимости от значений напряженности, частоты и параметра влияния магнитного поля. Получено аналитическое выражение для угла поворота директора и шага спирали феррохолестерика. Определено среднее значение шага за период колебаний поля.

Ключевые слова: феррохолестерический жидкий кристалл; осциллирующее магнитное поле; шаг спирали

SPIRAL STRUCTURE OF A FERROCHOLESTERIC IN AN OSCILLATING MAGNETIC FIELD

M. A. Polushkina, D. V. Makarov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The behavior of the spiral orientational structure of a ferrocholesteric liquid crystal in a weak linearly polarized oscillating magnetic field is theoretically studied. We analyze the changes in the pitch of the ferrocholesteric helix with time depending on the values of the strength, frequency and the influence parameter of the magnetic field. An analytical expression for the angle of rotation of the director and the pitch of the ferrocholesteric helix is obtained. The average value of the pitch for the period of field oscillations is determined.

Keywords: ferrocholesteric liquid crystal; oscillating magnetic field; helix pitch

В физике жидкокристаллических магнитных суспензий значительный интерес представляют проблемы, связанные с динамическими и релаксационными эффектами в этих композитных материалах [1]. Так, недавно [2] было показано, что взаимодействие постоянного магнитного поля и сдвигового потока может вызывать возвратные ориентационные переходы в феррохолестерическом жидком кристалле (ФХ) – суспензии анизометричных магнитных частиц на основе холестерического жидкого кристалла [3]. Кроме того, обнаружено, что сдвиговый поток способен намагничивать суспензию [4], а вращающееся магнитное поле индуцирует ориентационный переход ФХ в раскрученное состояние при меньших значениях напряженности, чем в статическом случае [5].

В настоящей работе рассматривается влияние линейно поляризованного

осциллирующего магнитного поля на феррохолестерический жидкий кристалл. Аналитически исследуется изменения спиральной ориентационной структуры ФХ в слабом магнитном поле при различных значениях его напряженности и частоты, а также материальных параметров суспензии.

Исследуем динамику ориентационной структуры ФХ в рамках обобщенной континуальной теории Эриксона-Лесли [5]. Уравнение движения директора \mathbf{n} имеет следующий вид [5–6]:

$$\gamma_1 \frac{dn_i}{dt} = h_i, \quad (1)$$

где γ_1 – коэффициент вращательной вязкости, h_i – молекулярное поле, действующее на директор и определяемое следующим образом:

$$h_i = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \nabla_k \frac{\partial F}{\partial (\nabla_k n_i)}, \quad (2)$$

где F – объёмная плотность свободной энергии ФХ в магнитном поле, которая имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} F &= F_d + F_{mag} + F_{ferro} + F_{entr}, \\ F_d &= \frac{1}{2} [K_{11}(\text{div } \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2], \\ F_{mag} &= -\frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_{ferro} = -M_s f \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}, \\ F_{entr} &= \frac{fk_B T}{v} \ln f, \end{aligned} \quad (3)$$

здесь K_{11} , K_{22} , K_{33} – константы ориентационной упругости, $q_0 > 0$ – волновое число ориентационной структуры холестерического жидкого кристалла, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ФХ, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, $f \ll 1$ – объёмная доля магнитных частиц в суспензии, v – объём частицы, \mathbf{m} – единичный вектор вдоль намагниченности суспензии, T – температура, k_B – постоянная Больцмана. Слагаемое F_d (4) представляет собой объёмную плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора (потенциал Озеена-Франка), а вклад F_{mag} (5) является плотностью энергии взаимодействия магнитного поля \mathbf{H} с ФХ. Вклад F_{ferro} – слагаемое, описывающее ферромагнитный механизм влияния магнитного поля \mathbf{H} на магнитные моменты $\boldsymbol{\mu} = M_s v \mathbf{m}$ частиц. И наконец, вклад энтропии смешения идеального раствора магнитных частиц определяется слагаемым F_{entr} .

Рассмотрим феррохолестерик с однородным распределением магнитных частиц, ортогонально оси спирали которого приложено осциллирующее магнитное поле

$$\mathbf{H} = (\sin(\omega t), 0, 0). \quad (4)$$

Вызываемые таким полем в плоскости xOy деформации ориентационной структуры ФХ позволяют искать поле директора в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z, t), \sin \varphi(z, t), 0), \quad (5)$$

где $\varphi(z, t)$ – угол отклонения директора от оси x , т.е. направления поля. Кроме того, будем считать сцеплением между магнитными частицами и ЖК-матрицей жестким и планарным. В этом случае директор и единичный вектор намагниченности будут параллельны друг другу: $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$.

Запишем уравнение динамики (1) в проекциях на оси координат, учитывая вид магнитного поля \mathbf{H} (4) и директора \mathbf{n} (5). Домножив y -проекцию уравнения (1) на $\cos \varphi$ и вычтя из нее x -проекцию, умноженную на $\sin \varphi$, получаем следующее уравнение для угла поворота директора:

$$\gamma_1 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = K_{22} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - M_s f H \sin \varphi \sin \omega t - \frac{\chi_a H^2}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \omega t. \quad (6)$$

Заметим также, что проекция уравнения (1) на ось z удовлетворяется тождественно. Для удобства решения уравнения (6) обезразмерим его, введя следующие величины:

$$\zeta = q_0 z, \quad \tau = \omega t, \\ \Omega = \frac{\gamma_1 \omega}{K_{22} q_0^2}, \quad h = \frac{H}{q_0} \sqrt{\frac{\chi_a}{K_{22}}}, \quad \xi = \frac{M_s f H}{K_{22} q_0^2}. \quad (7)$$

Здесь ζ – безразмерная координата, τ – безразмерное время, Ω – безразмерная циклическая частота, h – безразмерная напряженность магнитного поля, ξ – параметр влияния магнитного поля.

С учётом введенных величин (7) уравнение динамики (6) в безразмерной форме примет вид:

$$\Omega \dot{\varphi} = \varphi'' - \xi h \sin \varphi \sin \tau - \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi \sin^2 \tau. \quad (8)$$

Здесь точкой обозначена производная по времени τ , а штрихом – производная по координате ζ . Это нелинейное неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка по времени и второго порядка по координате. В отсутствие магнитного поля установившееся решение уравнения (8)

$$\varphi_0 = \zeta \quad (9)$$

описывает структуру невозмущенной спирали ФХ с безразмерным шагом $p_0 = 2\pi$.

Найдём аналитические решения уравнения (8) для слабого магнитного поля. В данном случае подразумеваются поля, при которых деформации спиральной структуры ФХ остаются малыми. Угол поворота φ директора \mathbf{n} представим в виде:

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \quad (10)$$

где $\varphi_1 \ll 1$ – малая добавка, обусловленная внешним полем h . Подставляя решение (10) в уравнение (8) и линеаризуя его по φ_1 , получим

$$\Omega\varphi_1 = \varphi_1'' - \xi h \sin \zeta \sin \tau. \quad (11)$$

Решение уравнения (11) будем искать, используя интегральное преобразование Лапласа

$$\Phi_1(\zeta, s) = \int_0^{\infty} e^{-s\tau} \varphi_1(\zeta, \tau) d\tau,$$

где $\Phi_1(\zeta, s)$ – изображение угла $\varphi_1(\zeta, \tau)$.

В результате получим следующее линейное дифференциальное уравнение для образа:

$$\Omega s \Phi_1 = \Phi_1'' - \xi h \frac{\sin \zeta}{s^2 + 1},$$

частным решением которого является функция

$$\Phi_1 = -\xi h \frac{\sin \zeta}{(s^2 + 1)(s\Omega + 1)}.$$

Выполнив обратное преобразование Лапласа, получим частное решение уравнения (11):

$$\varphi_1 = \frac{\xi h \sin \zeta}{\Omega^2 + 1} \left(\Omega \cos \tau - \Omega e^{-\frac{\tau}{\Omega}} - \sin \tau \right).$$

В результате угол поворота директора ФХ примет вид:

$$\varphi = \zeta + \frac{\xi h \sin \zeta}{\Omega^2 + 1} \left(\Omega \cos \tau - \Omega e^{-\frac{\tau}{\Omega}} - \sin \tau \right). \quad (12)$$

Аналитическое выражение для шага ФХ находим, используя решение для угла φ (12):

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\xi^2 h^2}{2(\Omega^2 + 1)^2} \left(\Omega \cos \tau - \Omega e^{-\frac{\tau}{\Omega}} - \sin \tau \right)^2, \quad (13)$$

здесь $p_0 = 2\pi$ – шаг невозмущенной спирали ФХ. Выражение (13) описывает временную зависимость шага спирали феррохолестерика от напряженности h , частоты Ω и параметра влияния ξ осциллирующего магнитного поля. В отличие от беспримесного холестерика, полевая зависимость шага ФХ в слабых полях является квадратичной.

В случае постоянного поля ($\Omega = 0$, $\tau = \pi/2$) шаг ФХ (13) примет вид:

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\xi^2 h^2}{2},$$

совпадая с известным результатом, полученным ранее.

Используя (13), найдём среднее значение шага за период колебаний поля:

$$\langle p \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\tau = p_0 \left[1 + \frac{\xi^2 h^2}{4(\Omega^2 + 1)} \right]. \quad (14)$$

Временная зависимость приведенного шага спирали ФХ при частоте $\Omega = 1$ и напряженности $h = 1.2$ изображена на рис. 1 для трех значений параметра ξ . Видно, что шаг спирали совершает колебания, амплитуда которых становится больше с увеличением ξ . В любой момент времени значение шага спирали не меньше значения шага в отсутствие поля. В процессе установления колебаний наблюдается процесс релаксации к регулярному режиму.

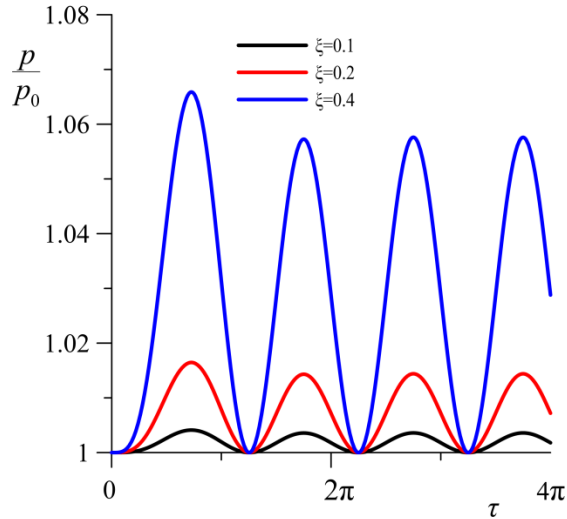


Рис. 1. Зависимость приведенного шага p/p_0 спирали ФХ от времени τ для частоты $\Omega = 1$ и напряженности магнитного поля $h = 1.2$

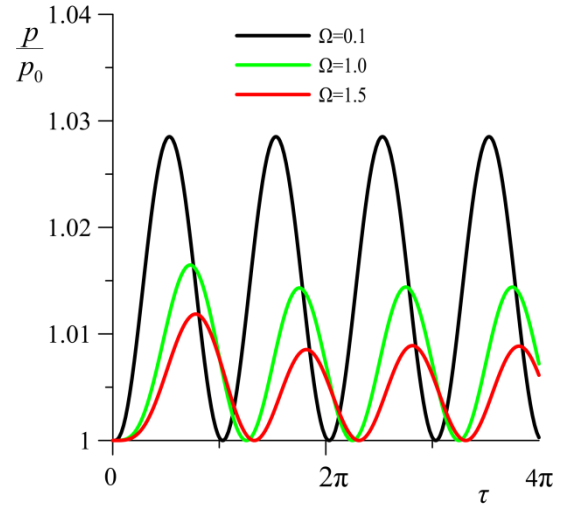


Рис. 2. Зависимость приведенного шага p/p_0 спирали ФХ от времени τ для параметра $\xi = 0.2$ и напряженности магнитного поля $h = 1.2$

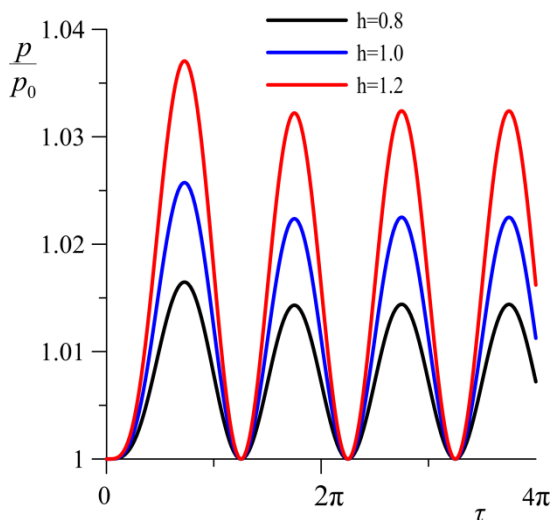


Рис. 3. Зависимость приведенного шага p/p_0 спирали ФХ от времени τ для параметра $\xi = 0.3$ и угловой частоты $\Omega = 1$

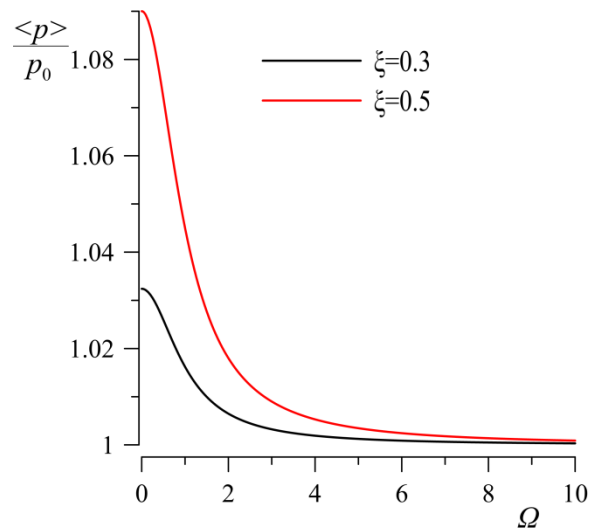


Рис. 4. Зависимость среднего шага $\langle p \rangle / p_0$ спирали ФХ от частоты Ω при $h = 1.2$ и различных значениях параметра ξ

Зависимость приведенного шага спирали ФХ от времени для напряженности $h = 1.2$ и параметра $\xi = 0.2$ при различных значениях частоты Ω изображена на рис. 2. Она показывает, что с ростом частоты уменьшается период колебаний шага и его амплитуда. Процесс установления колебаний сильнее заметен при больших частотах.

На рис. 3 представлена зависимость приведенного шага спирали ФХ от времени для частоты $\Omega = 1.0$ и параметра $\xi = 0.3$. С увеличением напряженности поля растет амплитуда колебаний шага, при этом время установления регулярного режима колебаний не меняется. Зависимость приведенного среднего шага $\langle p \rangle / p_0$ спирали ФХ от частоты Ω при напряженности магнитного поля $h = 1.2$ и различных значений параметра ξ показана на рис. 4. Среднее значение шага спирали монотонно убывает с ростом угловой частоты поля Ω , стремясь в пределе больших частот к шагу спирали невозмущенной структуры. Увеличение параметра ξ приводит к росту среднего шага спирали ФХ при любых значениях частоты Ω .

Таким образом, в работе изучено поведение спиральной структуры феррохолестерического жидкого кристалла в малом осциллирующем поле при различных значениях напряженности, циклической частоты и параметра влияния поля.

Исследование выполнено при частичной поддержке Минобрнауки России (проект № FSNF-2020-0008).

Список литературы

1. Pleiner H., Svenšek D., Potisk T., Brand H. R. Macroscopic two-fluid effects in magnetorheological fluids // *Physical Review E*. 2020. Vol. 101. 032601.
2. Makarov D. V., Novikov A. A., Zakhlevnykh A. N. Ferrocholesteric-ferrone-matic transition induced by shear flow and magnetic field // *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2017. Vol. 8. P. 2552–2561.
3. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // *Journal de Physique (France)*. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
4. Novikov A., Makarov D. Untwisting of a soft ferrocholesteric liquid crystal by shear flow and magnetic field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1389. P. 1–7.
5. Makarov D. V., Mandrykin S. D., Novikov A. A., Zakhlevnykh A. N. Effect of rotating magnetic field on orientational dynamics of ferrocholesteric liquid crystals // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2018. Vol. 468. P. 287–293.

ВРАЩЕНИЕ ФЕРРОЧАСТИЦЫ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ: ВЛИЯНИЕ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПОЛЯ

А. С. Рогозина^a, И. С. Поперечный^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614068, Пермь, Королева, 1

Работа посвящена развитию теории магнито-механического эффекта, связанного с вращением в вязкой среде однодоменной наночастицы под действием внешнего поля. В рамках статистического подхода установлено, что линейно поляризованное поле, вне зависимости от его амплитуды и частоты, не может обеспечить устойчивое вращение наночастицы, подверженной ориентационным броуновским блужданиям. Показано, что определяемая температурой среды среднеквадратичная угловая скорость вращения частицы на несколько порядков превышает оценку, полученную с помощью упрощённой механической теории.

Ключевые слова: однодоменная частица; броуновское вращение; момент магнитных сил

ROTATION OF A FERROPARTICLE IN A VISCOUS MEDIUM: AN IMPACT OF LINEARLY POLARIZED FIELD

A. S. Rogozina^a, I. S. Poperechny^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614068, Perm

The paper develops a theory of the magneto-mechanical effect, associated with the rotation of a single-domain nanoparticle in a viscous medium under the action of an external field. In the framework of a statistical approach, it was found that a linearly polarized field, regardless of its amplitude and frequency, cannot provide a stable rotation of a nanoparticle, subject to orientational Brownian walks. It is shown that the temperature-dependent mean-square angular velocity of the particle is several orders of magnitude higher than the estimate, obtained using the simplified mechanical theory.

Keywords: single-domain nanoparticle; Brownian rotation; magnetic torque

Магнитные наночастицы являются одним из ключевых объектов современных биотехнологий. Применение наночастиц призвано решить одну из принципиальных проблем традиционной медицины – невозможность локализовать терапевтическое действие препаратов. В общих чертах схема использования функционализированных наноразмерных магнетиков прозрачна: они обеспечивают адресную доставку лекарства к поражённой ткани и его контролируемое высвобождение. Один из наиболее перспективных методов активации терапевтического агента заключается в механическом воздействии на оболочку частицы (именно к ней прикреплены функциональные молекулы) со стороны окружающей среды [1].

Простейший вариант этого эффекта – развитие сил вязкого трения при вращении частицы под действием гармонического линейно поляризованного поля – был рассмотрен в работе [2]. Её авторы оценили силу, действующую на прикреплённую к «остову» сферической наночастицы молекулу, по формуле Стокса

$$F_{HD} = 6\pi\eta R_{mol}v = 6\pi\eta R_{mol}R\omega, \quad (1)$$

подставив в неё в качестве угловой скорости величину

$$\omega = \mu H / 6\eta V. \quad (2)$$

Здесь η – вязкость среды, R_{mol} – характерный размер молекулы-агента, R , m и V – эффективный радиус, магнитный момент и объём частицы, H – амплитуда приложенного линейно поляризованного поля. Для частицы из магнетита размером $R \sim 30$ нм при типичных значениях параметров $R_{mol} \sim 2.5$ нм, $H \sim 100$ Э эта оценка даёт $F_{HD} \sim 10^{-9}$ дин (0.1 пН).

Важно подчеркнуть, что выражение (2) для угловой скорости не содержит температуры: в статье [2] оно получено в предположении, что движение частицы является строго детерминированным. Между тем, хорошо известно, что наноразмерные магнетики, диспергированные в жидкости, совершают вращательное броуновское движение, а их магнитный отклик является температурно-зависимым. В этой связи возникает вопрос о влиянии хаотического движения молекул окружающей жидкости на развиваемые при поворотах частицы гидродинамические силы.

Будем предполагать, что магнитная анизотропия частицы достаточно велика, и отклонением магнитного момента μ от оси лёгкого намагничивания можно пренебречь. Тогда вращение частицы вместе с её магнитным моментом можно описать стохастическим уравнением вида

$$I \frac{d\omega}{dt} = -6\eta V \omega + \mu \times H + M_{rand}, \quad (3)$$

где I и ω – момент инерции и угловая скорость вращения частицы относительно мгновенной оси, а M_{rand} – момент случайных сил, создаваемый молекулами среды. На временном масштабе, превышающем время τ_{col} соударения отдельной молекулы с наночастицей (оно составляет $\sim 10^{-12}$ с), среднее от M_{rand} равно нулю. Ещё один характерный временной интервал задачи определяет уравнение (3), а именно: по прошествии времени $\tau_M = I/6\eta V$ исчезает информация о начальном состоянии частицы и для неё устанавливается максвелловское распределение по угловым скоростям. Для наноразмерных магнетиков с плотностью $\rho \sim 5$ г/см³, взвешенных в жидкости с вязкостью $\eta \sim 10^{-2}$ П, время $\tau_M \sim 10^{-10}$ с. Если частота поля много меньше $1/\tau_M$, инерционный член в правой части уравнения (3) может быть отброшен. Считая это условие выполненным (для всех важных медицинских

приложений наночастиц частота внешнего поля не превышает нескольких сотен кГц), усредним (3) по временному интервалу $\Delta t \gg \tau_{col}$. В результате найдем формулу

$$\langle \omega \rangle = \langle \mu \rangle \times H / 6\eta V \quad (4)$$

для средней угловой скорости вращения частицы во внешнем поле H . В пренебрежении тепловыми флуктуациями разброс направлений магнитного момента отсутствует: $\langle \mu \rangle = \mu$, и максимальное значение угловой скорости вращения магнитной частицы равно $\mu H / 6\eta V$. Этот результат в точности совпадает с оценкой (2), полученной в работе [2].

Учтём теперь случайные соударения частицы с молекулами окружающей жидкости. Переходя к статистическому описанию, будем задавать состояние системы посредством функции распределения $W(e, t)$ направлений единичного вектора $e = \mu / \mu$ магнитного момента. Эволюция функции $W(e, t)$ подчиняется кинетическому уравнению вида [3]:

$$2\tau_B \frac{\partial W}{\partial t} = \hat{J} \cdot W \hat{J} \left(\frac{U}{T} + \ln W \right), \quad (5)$$

где характерное время $\tau_B = 3\eta V / k_B T$ обратно пропорционально температуре T системы, $\hat{J} = e \times \partial / \partial e$ – оператор бесконечно малого поворота, а $U = -\mu \cdot H$ – магнитная энергия частицы во внешнем поле.

Следуя работе [2], будем считать, что приложенное к частице поле является линейно поляризованным и изменяется со временем гармоническим образом: $H = H_0 \cos \omega t$. Уже из соображений симметрии ясно, что при таком протоколе перемагничивания системы функция распределения $W(e, t)$ в каждый момент времени зависит только от угла между векторами e и H_0 . Однако в этом можно убедиться и непосредственным расчётом, используя кинетическое уравнение (5). Введём сферическую систему координат с осью Oz вдоль направления внешнего поля и обозначим через ϑ и φ полярный и азимутальный углы вектора магнитного момента e . Функцию распределения $W(\vartheta, \varphi, t)$ удобно представить в виде ряда

$$W(\vartheta, \varphi, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{k=-l}^l b_{l,k}(t) Y_{l,k}(\vartheta, \varphi) \quad (6)$$

по сферическим гармоникам $Y_{l,k}(\vartheta, \varphi)$, определенным согласно

$$Y_{l,k}(\vartheta, \varphi) = (-1)^k \sqrt{\frac{(2l+1)(l-k)!}{4\pi(l+k)!}} P_{l,k}(\cos \vartheta) e^{ik\varphi},$$

$$-l \leq k \leq l, \quad Y_{l,k}^* = (-1)^k Y_{l,-k}.$$

Подстановка разложения (6) в кинетическое уравнение (5) с учётом ортогональности сферических функций приводит к системе рекуррентных

дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения $b_{l,k}(t)$. Не выписывая эту систему полностью, укажем лишь, что она распадается на совокупность независимых подсистем, каждая из которых отвечает определенному значению k . Подсистема для $k = 0$ является неоднородной и в матричной форме записывается согласно

$$2\tau_B \frac{dX_0}{dt} = A_0 X_0 + B; \quad (7)$$

для всех остальных $k \neq 0$ подсистемы однородны:

$$2\tau_B \frac{dX_k}{dt} = A_k X_k, \quad k \neq 0. \quad (8)$$

В этих формулах X_k – вектор-столбец с компонентами $X_k[1] = b_{1,k}$, $X_k[2] = b_{2,k}$, ..., $X_k[l] = b_{l,k}$, ..., а A_k – трёхдиагональные матрицы (их разреженность объясняется выбором именно сферических гармоник в качестве базисных функций). Элементы вектор-столбца B пропорциональны $\mu H / k_B T$, поэтому при отличном от нуля поле $H(t)$ система (7) имеет нетривиальное решение. Однако для любой из систем (8) это утверждение не имеет места. В самом деле, при каждом $k \neq 0$ вектор-столбец X_k экспоненциально стремится к нулю, независимо от амплитуды и частоты приложенного поля. Характерный временной масштаб этого релаксационного процесса задаёт величина τ_B . Для частиц размером порядка 10 нм при комнатной температуре и вязкости жидкости $\eta \sim 10^{-2}$ П это время составляет $\tau_B \sim 10^{-6}$ с. Таким образом, спустя короткое (в сравнении с периодом приложенного поля) время коэффициенты $b_{l,k}(t)$ для всех $k \neq 0$ становятся исчезающе малыми. В результате, в разложении (6) в действительности остаются значимыми только слагаемые с $k = 0$. Между тем, сферические гармоники с нулевым индексом k сводятся к независимым от азимутального угла φ полиномам Лежандра. Это означает, что в установившемся режиме функция распределения оказывается осесимметричной: она зависит только от угла ϑ , отсчитываемого от направления приложенного поля.

Установленное свойство симметрии функции распределения при перемангничивании частицы в линейно поляризованном поле позволяет найти поперечные компоненты магнитного момента μ без фактического решения кинетического уравнения (5). В самом деле, по определению

$$\begin{aligned} \langle \mu_x \rangle &= \mu \langle e_x \rangle = \mu \langle \sin \vartheta \cos \varphi \rangle = \mu \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \cdot W(\vartheta, t) = 0, \\ \langle \mu_y \rangle &= \mu \langle e_y \rangle = \mu \langle \sin \vartheta \sin \varphi \rangle = \mu \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \varphi \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \cdot W(\vartheta, t) = 0, \end{aligned}$$

то есть составляющие вектора μ , перпендикулярные плоскости поляризации внешнего поля, имеют нулевые средние значения. С учётом формулы (4) этот факт немедленно приводит нас к выводу о том, что среднее значение угловой скорости вращения частицы также равно нулю:

$$\langle \omega_x \rangle = \langle \mu_y \rangle H / 6\eta V = 0, \quad \langle \omega_y \rangle = -\langle \mu_x \rangle H / 6\eta V = 0, \quad \langle \omega_z \rangle = 0.$$

Полученный результат коренным образом отличается от предсказаний чисто механической теории. Оказывается, что линейно поляризованное поле – вне зависимости от его амплитуды и частоты – не может обеспечить устойчивое вращение наночастицы, которая подвержена ориентационным броуновским блужданиям.

В этой ситуации простую оценку для силы, действующей на функционализированную оболочку частицы, можно получить, рассчитав её среднеквадратичную скорость случайных поворотов. Предполагая, что распределение для угловой скорости частицы является максвелловским, применим для этого классическую теорему о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы. Для частицы массы m в форме шара средняя энергия вращательного движения равна $K = I \langle \omega^2 \rangle / 2$, где $I = 2mR^2/5$. С другой стороны, согласно указанной теореме $K = 3k_B T / 2$, поскольку частица имеет три вращательных степени свободы. Таким образом, по порядку величины угловая скорость вращения частицы составляет $\sqrt{\langle \omega^2 \rangle} = \sqrt{3k_B T / I}$, а линейная – $v = R \sqrt{3k_B T / I}$. Тогда, в соответствии с формулой (1), сила вязкого трения, действующая на прикрепленную к оболочке частицы молекулу, составляет $F_{HD} = 6\pi\eta R_{mol} v = 6\pi\eta R_{mol} R \sqrt{3k_B T / I}$. Подставив типичные значения параметров, находим $F_{HD} \sim 10^{-6}$ дин (100 пН). Этот результат на несколько порядков превышает оценку, полученную с помощью формулы (2) и, тем самым, лишает механическую теорию какой-либо практической значимости.

Список литературы

1. Nappini S., Bonini M., Bombelli F. B. et al. Controlled drug release under a low frequency magnetic field: effect of the citrate coating on magnetoliposomes stability // *Soft Matter*. 2011. Vol. 7. P. 1025–1037.
2. Golovin Y. I., Gribanovsky S. L., Golovin D. Y. et al. Towards nanomedicines of the future: Remote magneto-mechanical actuation of nanomedicines by alternating magnetic fields // *Journal of Controlled Release*. 2015. Vol. 219. P. 43–60.
3. Степанов В. И., Шлиомис М. И. О совместной вращательной диффузии феррочастицы и её магнитного момента // *Известия Академии наук СССР. Серия физическая*. 1991. Т. 55, Вып. 6. С. 1042–1049.

ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ОРИЕНТАЦИОННОМ ПЕРЕХОДЕ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

М. А. Уткин^{a, b}, Д. В. Макаров^a

^aПермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Рассматривается задача об ориентационном переходе в слое холестерического жидкого кристалла (ХЖК) с учетом флексоэффекта. Внешнее однородное электрическое поле прикладывается вдоль оси спирали ХЖК, ориентированной по нормали к границам слоя. Анизотропия диэлектрической проницаемости ХЖК считается положительной. Проведен расчет электрического поля перехода ХЖК из планарного состояния в коническое для различных значений флексоэлектрического параметра, энергии сцепления и параметра анизотропии ориентационной упругости. Показано, что при малых значениях флексоэлектрического параметра, в зависимости от выбора энергии сцепления толщина слоя существенно влияет на поле перехода из планарного состояния ХЖК в коническое.

Ключевые слова: холестерический жидкий кристалл; флексоэлектричество

FLEXOELECTRIC EFFECT IN THE ORIENTATION TRANSITION OF A CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL

M. A. Utkin^{a, b}, D. V. Makarov^a

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

The problem of orientation transition in the layer of a cholesteric liquid crystal (CLC) taking into account the flexoeffect is considered. An external uniform electric field is applied along the axis of the CLC helix, which is oriented perpendicular to the layer boundaries. The anisotropy of the permittivity of the CLC is considered positive. The electric field of transition from planar to oblique helicoidal CLC state for various values of the flexoelectric parameter, the coupling energy and the anisotropy parameter of the orientation elasticity is calculated. It is shown that in case of small values of the flexoelectric parameter in relation to the choice of the coupling energy the layer thickness significantly affects the transition from planar state of the CLC to the oblique helicoidal one.

Keywords: cholesteric liquid crystal; flexoelectricity

Жидкие кристаллы, которые относят к мягким конденсированным веществам, занимают промежуточное агрегатное состояние между кристаллическими твердыми телами и изотропными жидкостями [1, 2]. Благодаря уникальным физическим свойствам, таким как текучесть, анизотропия и высокая чувствительность к внешним воздействиям, жидкие кристаллы вызывают большой теоретический интерес и имеют широкое техническое применение.

Одной из разновидностей жидких кристаллов, имеющих спиральную надмолекулярную структуру, являются холестерические жидкие кристаллы. Собственная поляризация ХЖК, возникающая при переориентации дипольных моментов молекул под действием внешнего поля, приводит к появлению дополнительных ориентационно-упругих воздействий на структуру кристалла не только в слое, но и на границах. Это явление получило название флексо-электрического эффекта [3, 4].

Рассмотрим слой ХЖК толщиной d . Введем систему координат, поместив её начало на нижнюю границу, ось x направим вдоль, а ось z перпендикулярно плоскости слоя (рис. 1.). Директор, или единичный вектор, который характеризует направление преимущественной ориентации молекул ХЖК, в заданной системе координат будет иметь следующий вид: $\mathbf{n} = (\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, \sin \theta)$, где азимутальный угол φ измеряется от оси x , а полярный угол θ от плоскости слоя. Соответствующие углы являются функциями координаты z . Внешнее однородное электрическое поле \mathbf{E} приложим вдоль оси спирали ХЖК, ориентированной по нормали к слою. Исходное состояние ХЖК в отсутствие внешних полей характеризуется произвольным числом полувитков спирали внутри слоя и возможным наличием первоначальных деформаций ориентационной структуры (сжатая или растянутая спираль), обусловленных произвольностью толщины ХЖК ячейки.

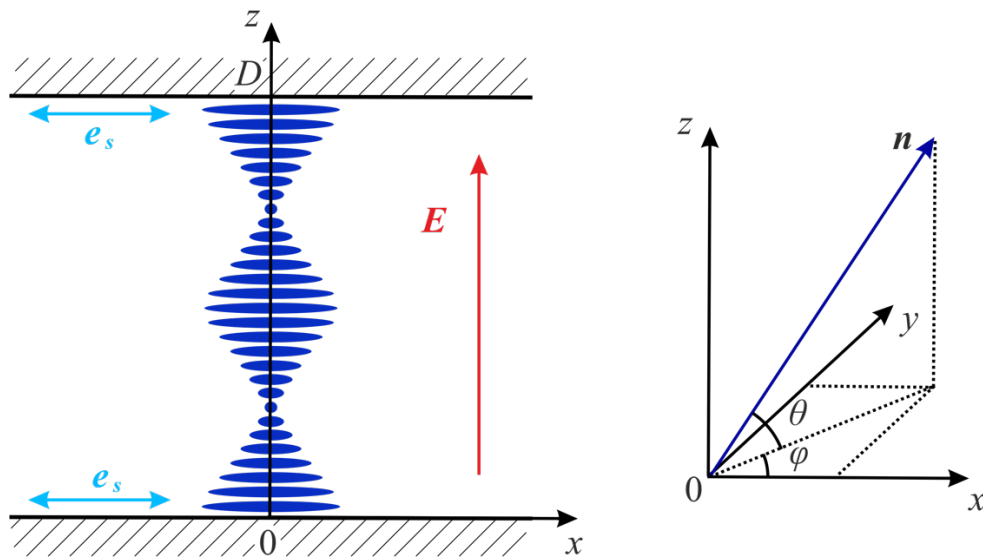


Рис. 1. Слой ХЖК в электрическом поле

Равновесная ориентационная структура слоя ХЖК определяется из условия минимума полной свободной энергии

$$F = \int F_v dV + \int F_s dS,$$

где объемная плотность свободной энергии F_v содержит следующие вклады:

$$F_d = \frac{1}{2} [K_{11}(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2],$$

$$F_E = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2, \quad F_P = -\mathbf{E} \cdot \mathbf{P}, \quad \mathbf{P} = e_1 \mathbf{n} (\nabla \cdot \mathbf{n}) + e_3 (\nabla \times \mathbf{n}) \times \mathbf{n}.$$

Здесь F_d представляет собой плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций ЖК, известная как потенциал Озеена-Франка; K_{ii} – модули ориентационной упругости (константы Франка), где K_{11} соответствует поперечному изгибу, K_{22} – кручению, K_{33} – продольному изгибу, q_0 – собственное волновое число ХЖК ($q_0 = 0$ для нематика); F_E – объемная плотность энергии взаимодействий электрического поля с ХЖК, где ε_0 – электрическая постоянная, ε_a – анизотропия диэлектрической проницаемости холестерика, которую будем считать положительной. В этом случае директор \mathbf{n} стремится ориентироваться вдоль приложенного внешнего электрического поля \mathbf{E} ; F_P – объемная плотность свободной энергии, связанная с флексоэлектрической поляризацией молекул холестерика, где e_1 и e_3 – коэффициенты, описывающие флексоэлектрические вклады от поперечных и продольных деформаций поля директора соответственно.

Поверхностная плотность энергии взаимодействия молекул ХЖК с границей F_s записана следующим образом

$$F_s = -\frac{W}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_s)^2,$$

где $W > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления молекул холестерика с границами слоя; \mathbf{e}_s – вектор оси легкого ориентирования, направленный вдоль x .

Равновесная ориентационная структура холестерика определяется путём минимизации функционала свободной энергии по углам θ и φ , которая приводит к следующим уравнениям Лагранжа-Эйлера:

$$\frac{d}{dz} \frac{\partial F_v}{\partial \dot{\theta}} - \frac{\partial F_v}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{d}{dz} \frac{\partial F_v}{\partial \dot{\varphi}} - \frac{\partial F_v}{\partial \varphi} = 0.$$

Условия на нижней и верхней границах для углов θ и φ имеют следующий вид:

$$-\frac{\partial F_v}{\partial \dot{\theta}} + \frac{\partial F_s}{\partial \theta} = 0, \quad -\frac{\partial F_v}{\partial \dot{\varphi}} + \frac{\partial F_s}{\partial \varphi} = 0, \\ \frac{\partial F_v}{\partial \dot{\theta}} + \frac{\partial F_s}{\partial \theta} = 0, \quad \frac{\partial F_v}{\partial \dot{\varphi}} + \frac{\partial F_s}{\partial \varphi} = 0.$$

В результате минимизации и обезразмеривания с учетом граничных условий для данной задачи получим следующую систему дифференциальных уравнений, описывающих равновесную ориентационную структуру ХЖК:

$$f(\theta) \ddot{\theta} + \frac{1}{2} \dot{\theta}^2 \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} = \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 \frac{\partial h(\theta)}{\partial \theta} + \left(k_2 \dot{\varphi} - \frac{1}{2} E^2 \right) \sin 2\theta, \\ h(\theta) \dot{\varphi} - k_2 \cos^2 \theta = \frac{\omega}{2} \cos^2 \theta_0 \sin 2\varphi_0,$$

$$\begin{aligned}
-f(\theta_0)\dot{\theta}_0 + \frac{1}{2}(\omega\cos^2\varphi_0 + \xi E)\sin 2\theta_0 &= 0, \\
f(\theta_D)\dot{\theta}_D + \frac{1}{2}(\omega\cos^2\varphi_D - \xi E)\sin 2\theta_D &= 0, \\
\cos^2\theta_0\sin 2\varphi_0 + \cos^2\theta_D\sin 2\varphi_D &= 0,
\end{aligned} \tag{1}$$

где $f(\theta) = \cos^2\theta + k_3\sin^2\theta$, $h(\theta) = (k_2\cos^2\theta + k_3\sin^2\theta)\cos^2\theta$; $\varphi_0 = \varphi(0)$, $\theta_0 = \theta(0)$, $\varphi_D = \varphi(D)$, $\theta_D = \theta(D)$ – азимутальные и полярные углы на нижней и верхней поверхностях соответственно и безразмерные величины: E – напряженность электрического поля; $D = q_0d$ – толщина слоя ХЖК; $k_2 = K_{22}/K_{11}$ и $k_3 = K_{33}/K_{11}$ – параметры анизотропии ориентационной упругости; $\omega = W/(K_{11}q_0)$ – энергия сцепления; $\xi = (e_1 + e_3)/\sqrt{K_{11}\varepsilon_0\varepsilon_a}$ – параметр, характеризующий влияние флексоэлектрических деформаций. Флексоэффект создает асимметрию на границах, а следовательно, и во всем объеме ХЖК, поскольку флексоэлектрические вклады содержатся только в граничных условиях (1). При рассмотрении задачи с жестким сцеплением молекул на границах, данное явление фиксироваться не будет.

Нахождение системы уравнений, определяющей пороговое поле перехода ХЖК из планарной фазы ($\theta(z) = \pi/2$) в коническую ($0 < \theta(z) < \pi/2$), происходит путем линеаризации уравнений (1) по малым углам θ :

$$\begin{aligned}
2\omega\gamma\cos^2\varphi_0\cot\gamma D &= (\xi E_f)^2 + \gamma^2 - \omega^2\cos^4\varphi_0, \\
\gamma^2 &= E_f^2 + \frac{(2k_2 - k_3)}{(2k_2)^2}(\omega\sin 2\varphi_0 + 2k_2)^2 - (\omega\sin 2\varphi_0 + 2k_2), \\
D &= \frac{2k_2(\pi n - 2\varphi_0)}{\omega\sin 2\varphi_0 + 2k_2},
\end{aligned} \tag{2}$$

где E_f – поле перехода из планарной фазы ХЖК в коническую, n – число полувитков спирали ХЖК в слое. Полученная система (2) в отсутствие флексоэффекта ($\xi = 0$) согласуется с работами [5, 6].

На рис. 2 представлены зависимости поля перехода ХЖК E_f из планарной фазы в коническую от энергии сцепления ω , полученные по результатам численного решения системы (2), при различных значениях параметра флексоэлектрических деформаций ξ и числа полувитков спирали холестерика n . Угол на нижней границе φ_0 считаем равным нулю, следовательно, толщина слоя ХЖК $D = \pi n$. Кривые, выделенные зеленым цветом, соответствуют $\xi = 0$, красным цветом – $\xi = 2$, синим цветом – $\xi = 5$. Для каждого параметра ξ построены кривые с числом полувитков $n = 1$ (сплошная линия) и $n = 2$ (пунктирная линия). Результаты, изображенные на рис. 2а, отвечают случаю $k_3 < k_2$, на рис. 2б – $k_3 > k_2$. Из графиков видно, что при жестком сцеплении молекул ХЖК с границами слоя (большие ω), флексоэффект перестает воздействовать на структуру ХЖК и, следовательно, на поле перехода в коническую фазу.

С ростом параметра сцепления все кривые стремятся к одному и тому же значению, причем с увеличением толщины слоя (числа полувитков) величина E_f уменьшается:

$$E_f = \sqrt{k_3 + \frac{1}{n^2}}.$$

При конечных значениях энергии сцепления ω , параметр ξ существенно влияет на поле перехода из планарной фазы ХЖК в коническую. При $\omega = 0$, значение $E_f = \sqrt{k_3/(1 + \xi^2)}$. С уменьшением значения параметра k_3 , величина поля переходе также уменьшается. В случае безграничной задачи ($D \rightarrow \infty$), поле перехода не зависит ни от энергии сцепления, ни от флексоэлектрических деформаций: $E_f = \sqrt{k_3}$.

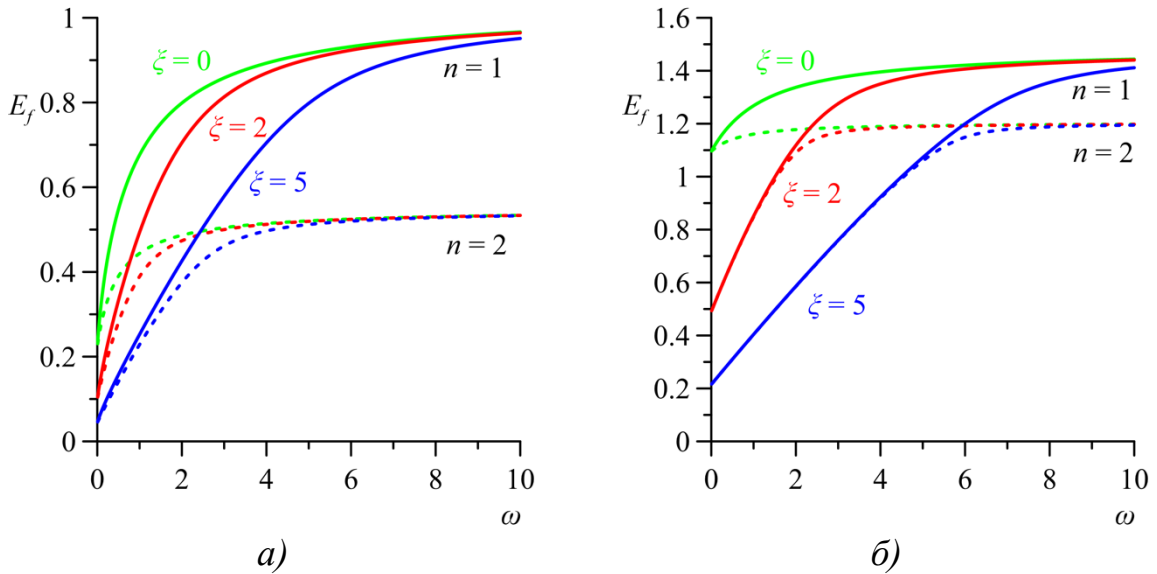


Рис. 2. Зависимость порогового поля перехода ХЖК E_f от энергии сцепления ω при $n = 1$ (сплошная линия), $n = 2$ (пунктирная линия) и различных значениях ξ для заданных параметров:

а) $k_2 = 0.4$, $k_3 = 0.05$; б) $k_2 = 0.4$, $k_3 = 1.2$

На рис. 3 представлены зависимости поля перехода ХЖК E_f от параметра флексоэлектрических деформаций ξ для $k_2 = 0.4$, $k_3 = 0.05$ (рис. 3а), $k_2 = 0.4$, $k_3 = 1.2$ (рис. 3б) при двух значениях числа полувитков ($n = 1$ – сплошная линия, $n = 2$ – пунктирная линия) и энергий сцепления ($\omega = 3$ – красная линия, $\omega = 1$ – синяя линия).

В отсутствие флексоэффекта при больших энергиях сцепления ω с увеличением числа полувитков n и соответственно толщины слоя ($D = \pi n$) поле перехода E_f устремляется к значению $\sqrt{k_3}$.

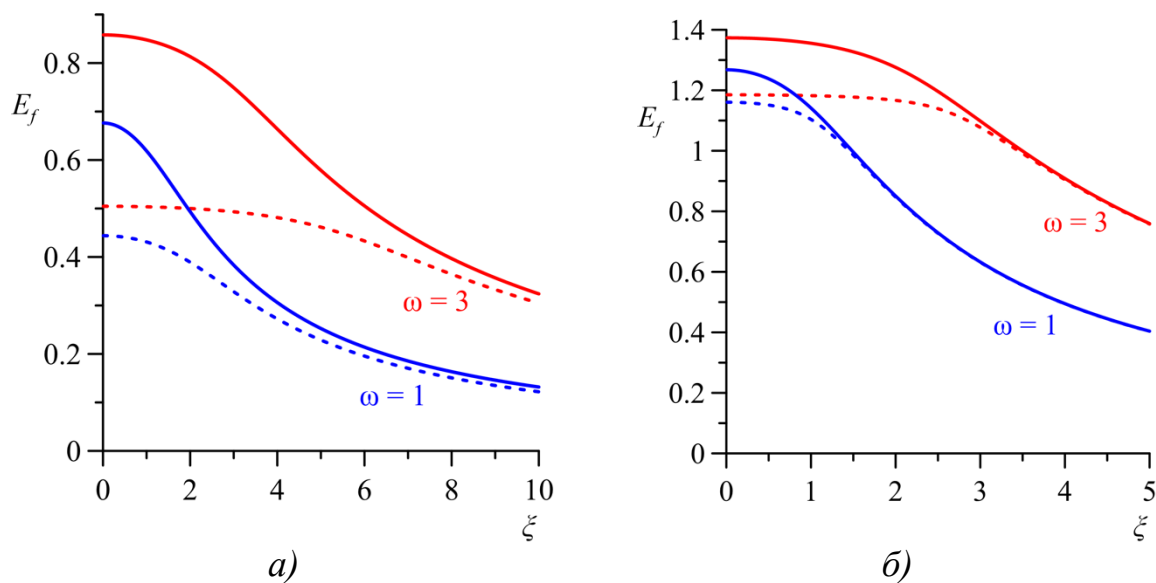


Рис. 3. Зависимость поля перехода ХЖК E_f от параметра флексоэлектрических деформаций ξ при $n = 1$ (сплошная линия), $n = 2$ (пунктирная линия) и различных значениях ω для заданных параметров:
а) $k_2 = 0.4$, $k_3 = 0.05$; б) $k_2 = 0.4$, $k_3 = 1.2$

При малых значениях ξ в зависимости от энергии сцепления выбор толщины слоя существенно влияет на переход из планарной фазы ХЖК в коническую. С увеличением параметра флексоэлектрических деформаций ξ влияние толщины слоя на переход уменьшается.

Исследование выполнено при поддержке Минобрнауки России (проект № FSNF-2020-0008).

Список литературы

1. *De Gennes P. G., Prost J.* The physics of liquid crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 596 p.
2. *Blinov L. M.* Structure and properties of liquid crystals. Dordrecht: Springer, 2011. 439 p.
3. *Mayer R. B.* Piezoelectric effects in liquid crystals // *Physical Review Letters*. 1969. Vol. 22. P. 918–921.
4. *Patel J. S., Mayer R. B.* Flexoelectric electro-optics of a cholesteric liquid crystal // *Physical Review Letters*. 1987. Vol. 58. P. 1538–1540.
5. *Sugimura A., Luckhurs G. R., Ou-Yang Z.* Director deformation of a twisted chiral nematic liquid crystal cell with weak anchoring boundaries // *Physical Review E*. 1995. Vol. 52. P. 681–689.
6. *Zakhlevnykh A. N., Shavkunov V. S.* Magnetic-field-induced stepwise director reorientation and untwisting of a planar cholesteric structure with finite anchoring energy // *Physical Review E*. 2016. Vol. 94. 042708.

УСТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЦИЛИНДРЕ КРУГОВОГО СЕЧЕНИЯ (ПРИБЛИЖЕНИЕ БОЛЬШОЙ СЕДИМЕНТАЦИОННОЙ ДЛИНЫ)

А. В. Филимонов, П. В. Краузин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Независимо от начального распределения концентрации суспензии в системе через определенное время в поле тяжести Земли устанавливается равновесное распределение частиц по высоте. В работе рассматривается эволюция перехода системы коллоидных частиц, заполняющих объем горизонтального цилиндра кругового сечения, к данному состоянию в приближении большой седиментационной длины.

Ключевые слова: коллоидный раствор; длина седиментации; горизонтальный цилиндр

EQUILIBRIUM CONCENTRATION ESTABLISHMENT OF THE COLLOIDAL PARTICLES IN A HORIZONTAL CIRCULAR CYLINDER (LARGE SEDIMENTATION LENGTH APPROXIMATION)

A. V. Filimonov, P. V. Krauzin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Regardless of the concentration initial distribution of the colloidal suspension, after a certain time, the equilibrium particles distribution in height is established in the Earth's gravity field. In this paper, we consider the evolution of the transition to this state of colloidal particles filling the horizontal circular cylinder in the large sedimentation length approximation.

Keywords: colloidal suspension; sedimentation length; horizontal cylinder

Законы осаждения частиц достаточно хорошо изучены для разбавленных дисперсных систем, концентрация которых невелика. При этом, из-за большого расстояния столкновения между частицами происходят весьма редко, и их взаимное влияние незначительно. Рассматриваемая дисперсная система содержит частицы одного размера, плотность которых больше плотности среды. В начальный момент времени все частицы находятся во взвешенном состоянии и равномерно распределены по всему объему жидкости. С течением времени частицы осаждаются посредством режима прямой седиментации. Понятно, что чем тяжелее частицы, тем большая их часть окажется в равновесном состоянии вблизи нижнего основания. В системах с очень мелкими частицами существенную роль начинают играть процессы диффузии за счет броуновского движения частиц.

Как известно, диффузионные процессы стремятся равномерно распределить частицы по всему объему среды. Когда происходит осаждение частиц под действием силы тяжести, их концентрация n в нижних слоях становится выше концентрации в верхних слоях. Поэтому возникает обратный диффузионный поток частиц, направленный вверх. Очевидно, равновесие наступит не раньше, чем цели достигнут частицы, на долю которых выпал самый длинный путь – порядка радиуса цилиндра R . В определенный момент времени наступает равновесие между двумя процессами, и потоки выравниваются, приведя к равновесному барометрическому распределению: наибольшая концентрация частиц достигается у дна сосуда с дисперсной системой и уменьшается по высоте по экспоненциальному закону. Цель настоящей работы – обсудить кинетику перехода системы к равновесному состоянию.

Рассмотрим горизонтальный цилиндр кругового сечения радиуса R . Будем считать, что исходная концентрация достигнута путем тщательного размешивания так, что концентрация однородна по всему объему цилиндра и равна среднему значению \bar{n} .

Запишем закон сохранения числа частиц

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{j} – плотность потока дисперсных частиц.

В процессе релаксации принимают участие два конкурирующих механизма переноса – процесс диффузии и процесс седиментации [1]. Суммарный поток частиц равен $\mathbf{j} = \mathbf{j}_{\text{диф}} + \mathbf{j}_{\text{сед}}$. Скорость диффузии (первый закон Фика) записывается следующим образом

$$\mathbf{j}_{\text{диф}} = -D \nabla n, \quad (2)$$

где D – коэффициент диффузии. Седиментационный вклад при малых концентрациях дисперсных частиц равен

$$\mathbf{j}_{\text{сед}} = -n \frac{D}{l} \mathbf{e}_x, \quad (3)$$

где $l = kT/mg$ – седиментационная длина, характеризующая высоту, на которой концентрация примеси изменяется в e раз (m – эффективная масса дисперсной частицы). С учетом (2) и (3), формула (1) примет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D \Delta n - \frac{D}{l} \mathbf{e}_x \cdot \nabla n = 0. \quad (4)$$

Выберем следующие масштабы: длины – радиус полости R , времени – R^2/D , концентрации – \bar{n} . Тогда уравнение (4) запишется следующим образом

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \Delta n - \frac{1}{\lambda} \mathbf{e}_x \cdot \nabla n = 0,$$

где $\lambda = l/R$ – безразмерная седиментационная длина.

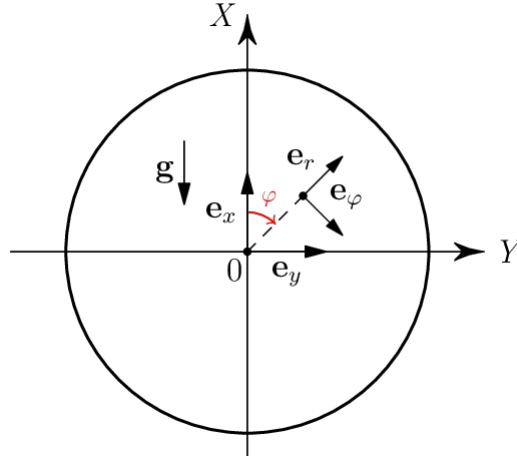


Рис. 1. Система координат

Учитывая определения операторов Лапласа и градиента в полярной системе координат (СК) и связь ортов декартовой и полярной СК (см. рис. 1)

$$\mathbf{e}_x = \mathbf{e}_r \cos \varphi - \mathbf{e}_\varphi \sin \varphi,$$

окончательно получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{\lambda} \left(\cos \varphi \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\sin \varphi}{r} \frac{\partial n}{\partial \varphi} \right) = 0.$$

Зададим граничное и начальное условия для горизонтального цилиндра кругового сечения. Граничное условие определяется из равенства нулю нормального потока частиц на стенках сосуда:

$$r = 1: \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{1}{\lambda} n \cos \varphi = 0.$$

В начальный момент времени, как уже отмечалось выше, полагаем коллоидный раствор однородным:

$$t = 0: n = 1.$$

Применение метода Фурье не дало результатов, поэтому решение будем искать в приближенном виде. Условимся считать, что $\lambda \gg 1$ (приближение большой седиментационной длины): равновесие устанавливается главным образом за счет диффузии. В таком случае решение представляется в виде регулярного разложения функции $n(r, \varphi, t; \varepsilon = 1/\lambda)$ по степеням малого параметра ε :

$$n(r, \varphi, t; \varepsilon) = n_0(r, \varphi, t) + \varepsilon n_1(r, \varphi, t) + \dots$$

Нулевое приближение определяется следующим уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_0}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_0}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n_0}{\partial \varphi^2} &= 0, \\ r = 1: \frac{\partial n_0}{\partial r} &= 0, \\ t = 0: n_0 &= 1. \end{aligned}$$

В уравнении отсутствует слагаемое, отвечающее за седиментацию. Кроме того, концентрация в начальный момент времени однородна и равна средней концентрации, следовательно, $n_0 = 1$.

Запишем уравнение для первого приближения:

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_1}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_1}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n_1}{\partial \varphi^2} &= 0, \\ r = 1: \quad \frac{\partial n_1}{\partial r} &= -\cos \varphi, \\ t = 0: \quad n_1 &= 0.\end{aligned}$$

Представим решение в виде

$$n_1 = n_1^{(1)} + n_1^{(2)},$$

где $n_1^{(2)}$ – функция, которая подбирается таким образом, чтобы

$$r = 1: \quad \frac{\partial n_1^{(1)}}{\partial r} = 0.$$

При этом, указанное выше условие определяет $n_1^{(2)}$ неоднозначным образом. Из соображений простоты положим $n_1^{(2)} = -r \cos \varphi$. Тогда уравнение для $n_1^{(1)}$ примет вид

$$\frac{\partial n_1^{(1)}}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_1^{(1)}}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 n_1^{(1)}}{\partial \varphi^2} = 0$$

с начальным условием

$$t = 0: \quad n_1^{(1)} = r \cos \varphi.$$

Опуская промежуточные выкладки, получим

$$n_1^{(1)} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e^{-(s_1^{(k)})^2 t} J_1(s_1^{(k)} r)}{\left[(s_1^{(k)})^2 - 1 \right] J_1(s_1^{(k)})} \cos \varphi,$$

где J_1 – функция Бесселя первого рода [2], $s_1^{(k)}$ – k -ый корень уравнения

$$s_1^{(k)} J_0(s_1^{(k)}) - J_1(s_1^{(k)}) = 0.$$

Таким образом, приближенное решение уравнения переноса коллоидных частиц дается формулой:

$$n = 1 + \frac{\cos \varphi}{\lambda} \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{2e^{-(s_1^{(k)})^2 t} J_1(s_1^{(k)} r)}{\left[(s_1^{(k)})^2 - 1 \right] J_1(s_1^{(k)})} - r \right) + O\left(\frac{1}{\lambda^2}\right).$$

На рис. 2 демонстрируется эволюция системы и ее переход к равновесному (барометрическому) распределению. Отметим, что при условии $\lambda \gg 1$ экспоненциальное распределение вырождается в линейное, соответствующее эквидистантным горизонтальным изолиниям концентрации.

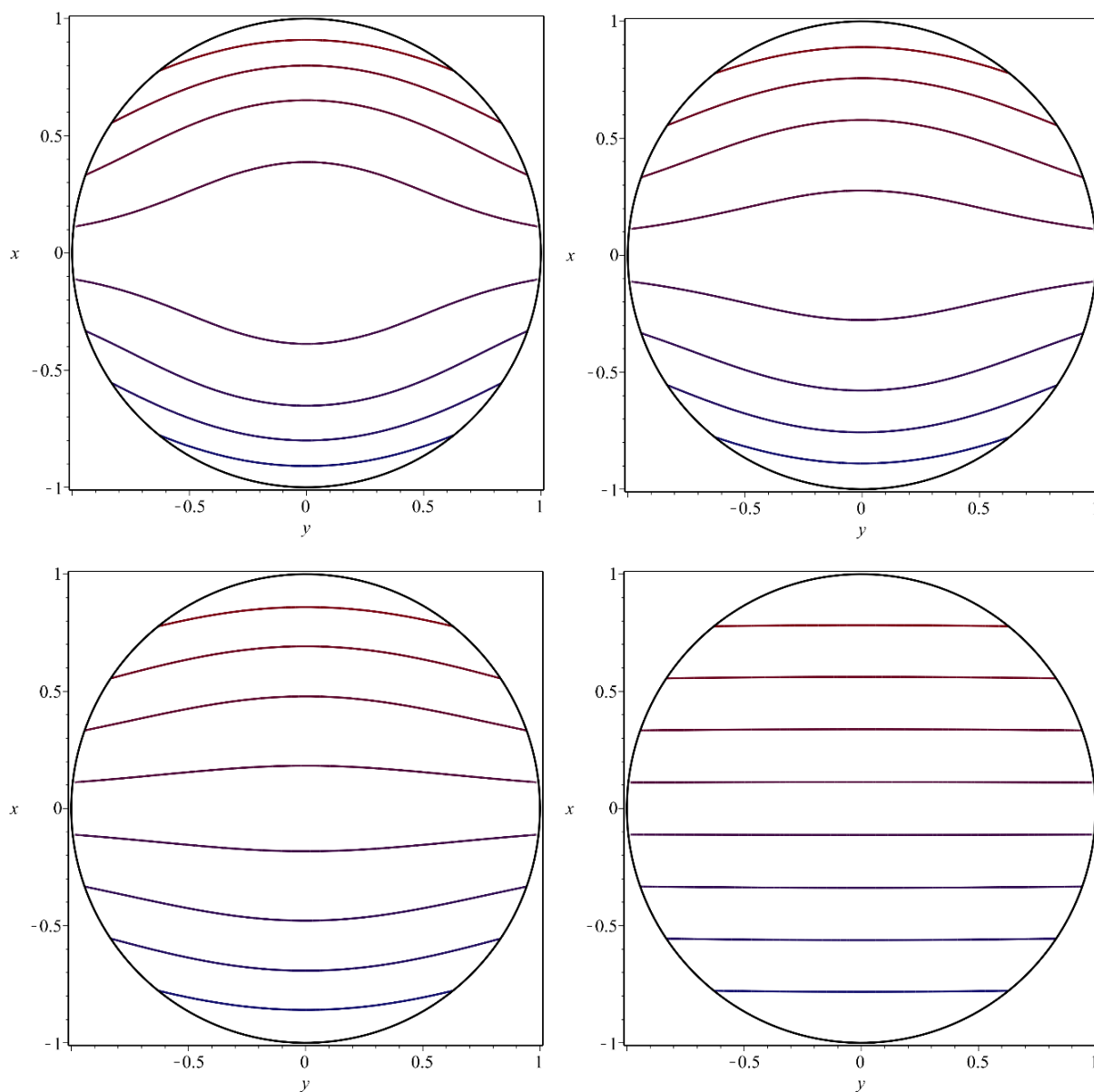


Рис. 2. Изолинии концентрации в моменты времени $t = 0.09, 0.13, 0.21, 1.0$

Список литературы

1. Райхер Ю. Л., Шлиомис М. И. Кинетика установления равновесного распределения концентрации в магнитной жидкости // Приборы и методы измерения физических параметров ферроколлоидов. Свердловск: УрО АН СССР. 1991. С. 27–32.
2. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1968. 344 с.

ТОЧНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ФЕРРОНЕМАТИКА В ТЕОРИИ ЛАНДАУ-ДЕ ЖЕНА

Т. И. Халилов, Д. В. Макаров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Исследованы температурные фазовые переходы ферронематического жидкого кристалла в рамках теории Ландау-де Жена. Получены точные решения для температуры равновесного фазового перехода и соответствующих значений параметров порядка в последовательности переходов: изотропная жидкость – парамагнитный нематик – ферронематик.

Ключевые слова: жидкий кристалл; ферронематик; фазовый переход; теория Ландау-де Жена

EXACT SOLUTIONS FOR THE CRITICAL PARAMETRES OF A FERRONEMATIC IN THE LANDAU-DE GENNES THEORY

T. I. Khalilov, D. V. Makarov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Within the framework of the Landau-de Gennes theory the temperature phase transitions of a ferronematic liquid crystal are studied. The exact solutions for the temperature of the equilibrium phase transition and the corresponding values of the order parameters in the sequence of transitions: isotropic liquid – paramagnetic nematic – ferronematic are obtained.

Keywords: liquid crystal; ferronematic; phase transition; Landau-de Gennes theory

Ферронематические жидкие кристаллы [1], или ферронематики (ФН), – это магнитные суспензии игольчатых частиц ферро- или ферримангнетика в нематических жидких кристаллах (НЖК). В настоящей работе обсуждаются температурные фазовые переходы в этих системах, допускающие точные решения для критических параметров в рамках теории Ландау-де Жена [2].

Термодинамический потенциал (плотность свободной энергии) ФН вблизи точки перехода из упорядоченной в неупорядоченную фазу представим в виде ряда по инвариантам параметров порядка [2–3]:

$$F = F_0 + \frac{A}{2}\eta_{ik}^2 - \frac{B}{3!}\eta_{ik}\eta_{kl}\eta_{li} + \frac{C}{4!}(\eta_{ik}^2)^2 + \frac{\alpha}{2}M_i^2 + \frac{\beta}{4!}(M_i^2)^2 + \\ + \frac{\delta_1}{2}\eta_{ik}M_iM_k + \frac{\delta_2}{4}\eta_{ik}^2M_j^2 + \frac{\delta_3}{4}\eta_{ik}\eta_{kl}M_iM_l + \dots, \quad (1)$$

где $F_0 = F(\eta_{ik} = 0, \mathbf{M} = 0)$ – это плотность свободной энергии изотропной фазы суспензии, кроме того, предполагается суммирование по повторяющимся тензорным индексам. Параметрами порядка в разложении (1) явля-

ются намагниченность \mathbf{M} (векторный параметр порядка магнитной подсистемы) и симметричный бесследовый тензор второго ранга η_{ik} (тензорный параметр порядка НЖК подсистемы), определяемый через компоненты директора \mathbf{n} следующим образом [2]:

$$\eta_{ik} = \sqrt{\frac{3}{2}} \eta (n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik}). \quad (2)$$

В общем случае F представляет собой функцию температуры T , объёма V и параметров порядка \mathbf{M} и η_{ik} . Как и в обычной теории Ландау [2], коэффициент $A = A_0(T - T_*)$, где T_* – температура абсолютной неустойчивости изотропной фазы относительно перехода в упорядоченную фазу. Остальные феноменологические коэффициенты считаются независимыми от температуры, кроме того, $C > 0$, $B > 0$, $\beta > 0$, что обеспечивает наличие абсолютного минимума потенциала относительно роста параметров порядка и возможность перехода в жидкокристаллическую фазу с ориентационным порядком типа «легкая ось».

Подставив в разложение (1) выражение для тензорного параметра порядка (2), получим разложение плотности свободной энергии по степеням скалярных параметров порядка:

$$F = \frac{A}{2} \eta^2 - \frac{B}{3! \sqrt{6}} \eta^3 + \frac{C}{4!} \eta^4 + \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4!} M^4 + \frac{\delta_1}{2\sqrt{6}} \eta M^2 (3 \cos^2 \psi - 1) + \frac{\delta_2}{4} \eta^2 M^2 + \frac{\delta_3}{4!} \eta^2 M^2 (3 \cos^2 \psi + 1), \quad (3)$$

где ψ – угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{M} . Здесь и в дальнейшем величина F для удобства отсчитывается от плотности свободной энергии изотропной фазы. Угловая переменная ψ , очевидно, не является равноправной с переменными η и M . Минимизация термодинамического потенциала (3) по углу при одновременном существовании векторов \mathbf{n} и \mathbf{M} допускает для ψ только значения 0 или $\pi/2$, а в отсутствие хотя бы одного из векторов – угол ψ не определён. Представим плотность свободной энергии (3) следующим образом:

$$F = \frac{A}{2} \eta^2 - \frac{B}{3! \sqrt{6}} \eta^3 + \frac{C}{4!} \eta^4 + \frac{\alpha}{2} M^2 + \frac{\beta}{4!} M^4 + \frac{\gamma}{\sqrt{6}} \eta M^2 + \frac{\lambda}{12} \eta^2 M^2, \quad (4)$$

где

$$\gamma = \begin{cases} \delta_1, & \psi = 0, \\ -\frac{1}{2} \delta_1, & \psi = \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad \lambda = \begin{cases} 3\delta_2 + 2\delta_3, & \psi = 0, \\ 3\delta_2 + \frac{1}{4} \delta_3, & \psi = \frac{\pi}{2}. \end{cases}$$

Для удобства теоретического анализа введём следующие безразмерные переменные:

$$\eta = \frac{4B}{C\sqrt{6}}\zeta_\eta, \quad M^2 = \frac{12\alpha}{\beta}\zeta_M^2, \quad t = \frac{18AC}{B^2}.$$

В терминах безразмерных переменных выражение (4) принимает вид

$$\tilde{F} = \frac{27C^3}{8B^4}F = \frac{t}{4}\zeta_\eta^2 - \zeta_\eta^3 + \zeta_\eta^4 + a_1(\zeta_M^2 + \zeta_M^4) + a_2\zeta_\eta\zeta_M^2 + a_3\zeta_\eta^2\zeta_M^2, \quad (5)$$

где

$$a_1 = \frac{81C^3\alpha^2}{4B^4\beta}, \quad a_2 = \frac{27C^2\gamma\alpha}{B^3\beta}, \quad a_3 = \frac{9C\lambda\alpha}{B^2\beta}. \quad (6)$$

Минимизируя потенциал \tilde{F} по параметрам порядка ζ_η и ζ_M , получаем

$$\begin{cases} \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \zeta_\eta} = \frac{t}{2}\zeta_\eta - 3\zeta_\eta^2 + 4\zeta_\eta^3 + a_2\zeta_M^2 + 2a_3\zeta_\eta\zeta_M^2 = 0, \\ \frac{\partial \tilde{F}}{\partial \zeta_M} = a_1(2\zeta_M + 4\zeta_M^3) + 2a_2\zeta_\eta\zeta_M + 2a_3\zeta_\eta^2\zeta_M = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Система уравнений (7) при любых температурах t имеет тривиальное решение $\zeta_\eta = 0$, $\zeta_M = 0$, описывающее изотропную фазу суспензии. Суперпарамагнитной нематической фазе отвечают следующие решения системы (7):

$$\zeta_\eta^{NLC} = \frac{3}{8} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{8}{9}t} \right), \quad \zeta_M = 0. \quad (8)$$

Зависимость нематического параметра порядка ζ_η^{NLC} от температуры полностью совпадает с аналогичным уравнением ориентационного состояния НЖК [2], а выражения для критических параметров примут вид

$$t_{NI} = 1, \quad \zeta_{\eta_{NI}} = \frac{1}{2},$$

или в исходных обозначениях:

$$T_{NI} = T_* + \frac{B^2}{18A_0C}, \quad \eta_{NI} = \frac{2B}{C\sqrt{6}}.$$

Здесь T_{NI} (или t_{NI}) – температура равновесного фазового перехода между суперпарамагнитной нематической и изотропной фазами ФН с соответствующим значением нематического параметра порядка в точке перехода η_{NI} (или $\zeta_{\eta_{NI}}$).

Ферронематической фазе отвечают нетривиальные решения системы (7), когда параметры порядка обеих подсистем отличны от нуля: $\zeta_\eta \neq 0$ и $\zeta_M \neq 0$. Их системы (7) нетрудно получить соотношение между коэффици-

ентами (6), которое является необходимым для реализации ферромагнитной нематической фазы: $a_2^2 > 4a_1a_3$. Численное решение системы (7), учитывающее данное соотношение между коэффициентами, представлено на рис. 1.

Как видно из рисунка, система допускает последовательность из двух фазовых переходов: изотропная жидкость – парамагнитный нематик (переход 1-го рода) и парамагнитный нематик – ферронематик (переход 2-го рода).

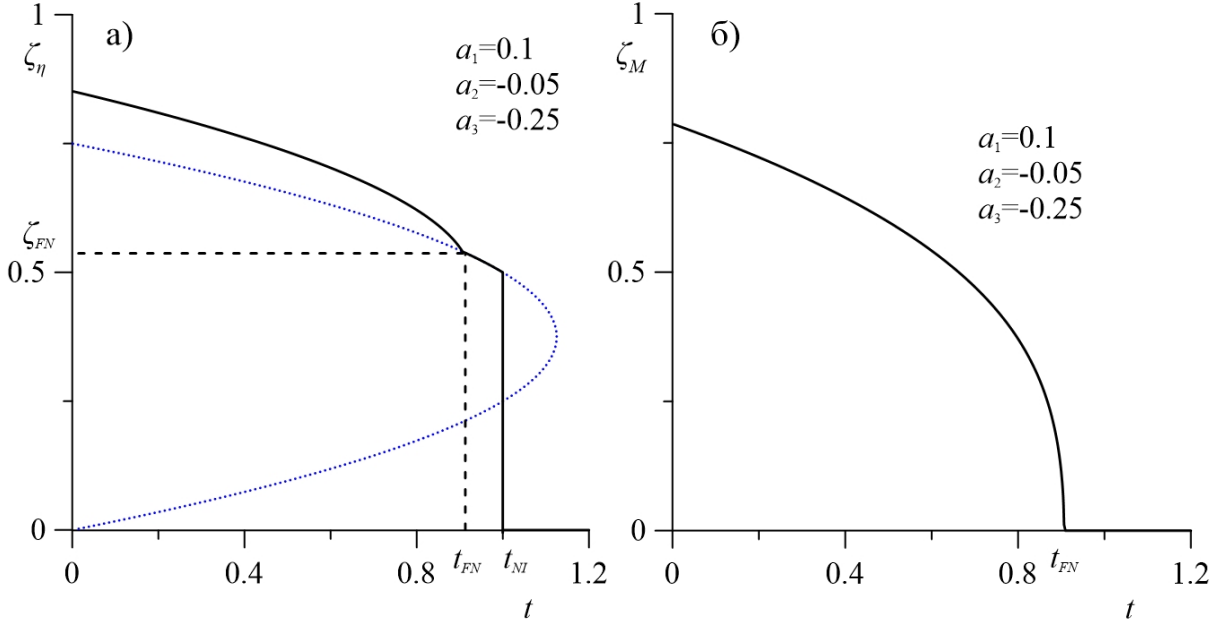


Рис. 1. Температурные зависимости: а) параметра порядка ζ_η ЖК подсистемы; б) параметра порядка ζ_M магнитной подсистемы для $a_1 = 0.1$, $a_2 = -0.05$ и $a_3 = -0.25$; синяя пунктирная линия описывает неустойчивое решение, сплошная линия – устойчивое решение

Найдём критические параметры, соответствующие фазовому переходу парамагнитный нематик – ферронематик. Температура t_{FN} равновесного фазового перехода между ферронематической и нематической фазами определяется из равенства свободных энергий этих фаз:

$$\tilde{F}^{FN} = \tilde{F}^{NLC},$$

где

$$\tilde{F}^{FN} = \tilde{F}(\zeta_\eta \neq 0, \zeta_M \neq 0), \quad \tilde{F}^{NLC} = \tilde{F}(\zeta_\eta = \zeta_\eta^{NLC}, \zeta_M = 0).$$

Для непрерывного фазового перехода в ферронематическое состояние, т. е. без скачка параметра порядка, представленного на рис. 1, можно воспользоваться иными соображениями, которые позволят упростить громоздкость аналитических вычислений. Поскольку в точке t_{FN} система испытывает фазовый переход 2-го рода, то нематический параметр порядка, наряду с магнитным параметром, меняется непрерывно. Следовательно, t_{FN} можно рас-

смаатривать как точку пересечения кривых, которые описывают решение нематической и ферронематической фаз на рис. 1а. Однако сразу отметим, что предполагаемое решение для t_{FN} будет справедливо до перехода системы через трикритическую точку, когда изменится тип перехода. Выделим из системы (7) уравнение кривой $\zeta_\eta(t)$, отвечающее ферронематической фазе:

$$(-2a_3^2 + 8a_1)\zeta_\eta^3 + (-3a_2a_3 - 6a_1)\zeta_\eta^2 + (ta_1 - 2a_1a_3 - a_2^2)\zeta_\eta - a_1a_2 = 0. \quad (9)$$

Решая уравнение (9) совместно с соотношениями (8), находим

$$t_{FN} = -\frac{1}{a_3} \left[\frac{a_2}{a_3} (4a_2 + 3a_3 + 4\Delta) + 3\Delta - 8a_1 \right],$$

$$\zeta_{\eta_{FN}} = -\frac{a_2 + \Delta}{2a_3},$$

здесь введено обозначение $\Delta = \sqrt{a_2^2 - 4a_1a_3}$.

Заметим также, что из полученных выражений для критических параметров следует соотношение $a_2^2 > 4a_1a_3$ между феноменологическими параметрами, необходимое для реализации ферронематической фазы, которое было получено ранее из анализа системы (7).

Для случая, когда параметр взаимодействия между параметрами порядка $a_3 = 0$, требующий отдельного рассмотрения, получаем следующие решения:

$$t_{FN} = -\frac{2a_1(4a_1 + 3a_2)}{a_2^2}, \quad \zeta_{\eta_{FN}} = -\frac{a_1}{a_2}.$$

Таким образом, для последовательности температурных фазовых переходов ФН (изотропная жидкость – парамагнитный нематик – ферронематик), в которой переход в ферронематическое состояние является непрерывным, удастся получить аналитические выражения для критических параметров ферронематика в общем виде.

Исследование выполнено при частичной поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00231.

Список литературы

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique. 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
3. Pleiner H., Jarkova E., Muller H.-W., Brand H. R. Landau description of ferrofluid to ferronematic phase transition // Magnetohydrodynamics. 2001. Vol. 37 (3). P. 254–260.

МАГНИТООРИЕНТАЦИОННЫЙ ОТКЛИК ФЕРРОНЕМАТИКА С УЧЁТОМ ПРЕДНАКЛОНА МОЛЕКУЛ ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА НА ПОВЕРХНОСТИ ФЕРРОЧАСТИЦ

Р. Р. Ханнанов, Д. А. Петров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Исследован индуцированный магнитным полем ориентационный отклик ферронематика. Рассматривался случай, когда в отсутствие внешнего магнитного поля между направлениями директора жидкого кристалла и намагниченности примесных частиц сохраняется постоянный угол преднаклона.

Ключевые слова: жидкий кристалл; ферронематик; ориентационные переходы; магнитные частицы

MAGNETO-ORIENTATIONAL RESPONSE OF FERRONEMATIC WITH A TILTED ORIENTATION OF LIQUID CRYSTAL MOLECULAS ON THE FERROPARTICLE SURFACE

R. R. Khannanov, D. A. Petrov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The magnetic field-induced orientational response of ferronematic is investigated. The case, when in the absence of an external magnetic field, a permanent pretilt angle remains between the directions of the liquid crystal director and the magnetization of impurity particles, is considered.

Keywords: liquid crystal; ferronematic; orientational transitions; magnetic particles

Рассмотрим ячейку, заполненную ферронематиком (ФН), толщиной L . Ось x системы координат направим параллельно границам слоя, а ось z — перпендикулярно им. Начало координат находится в середине слоя. Направление директора жидкого кристалла (ЖК) \mathbf{n} фиксировано на границах слоя и совпадает с осью легкого ориентирования \mathbf{n}_0 . Будем полагать, что сцепление молекул ЖК с поверхностью феррочастиц является мягким, и в отсутствие внешнего магнитного поля сохраняется постоянный угол между директором ЖК \mathbf{n} и единичным вектором намагниченности примесных частиц \mathbf{m} . Также определим ось легкого ориентирования молекул ЖК на поверхности феррочастиц \mathbf{p} , таким образом в отсутствие внешних полей направления \mathbf{n} и \mathbf{p} совпадают. Внешнее постоянное магнитное поле направим вдоль оси z , то есть $\mathbf{H} = [0, 0, H]$. Выбор системы координат представлен на рис. 1.

Задачу будем решать в рамках континуальной теории, которая основывается на термодинамическом потенциале свободной энергии

$F = \int_V F_V dV$, где объёмная плотность свободной энергии F_V содержит следующие вклады [1–3]:

$$F_V = \frac{1}{2} [K_1 (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2 (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3 (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2] - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - M_s f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) - \frac{w_p}{d} f(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p})^2 + \frac{k_B T}{v} f \ln f. \quad (1)$$

Здесь K_1, K_2, K_3 – модули Франка, f – объёмная доля частиц с магнитными моментами $\boldsymbol{\mu} = M_s v \mathbf{m}$, M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК, w_p – плотность поверхностной энергии сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей, d – поперечный диаметр частицы, v – объём частицы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

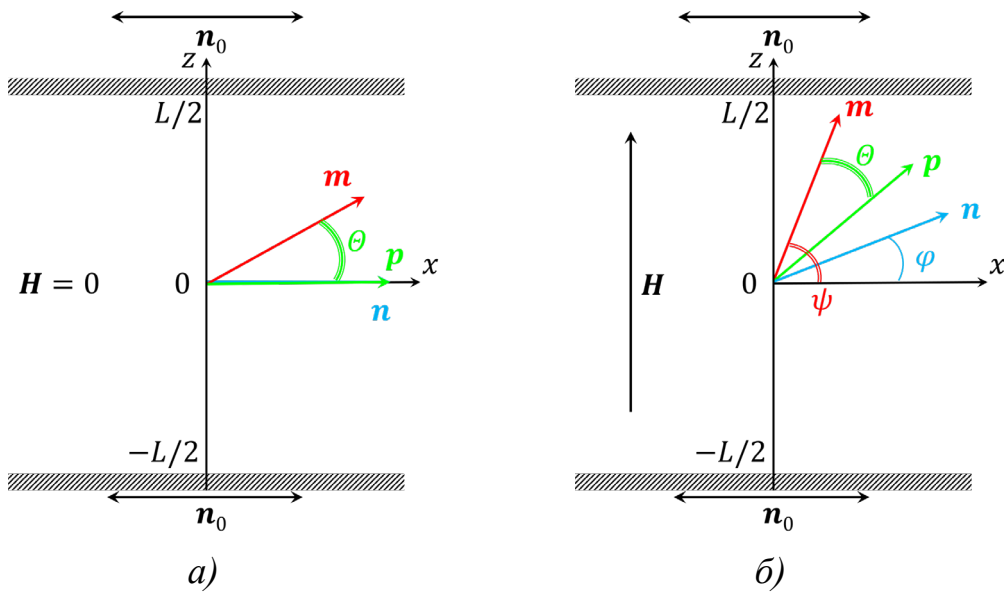


Рис. 1. Выбор системы координат. (а) ФН в отсутствие поля и (б) во внешнем магнитном поле

Первое слагаемое в (1) (слагаемое в квадратных скобках) представляет собой плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора ЖК. Второе и третье слагаемые соответственно позволяют учесть взаимодействие диамагнитного нематика и магнитных моментов феррочастиц с внешним магнитным полем. Четвёртое слагаемое представляет энергию сцепления молекул ЖК с поверхностью примесных частиц с учётом преднаклона первых [4]. Согласно [1] начальное сцепление директора ЖК и намагниченности отвечает промежуточному случаю между планарным и гомеотропным типами сцеплений. Последнее слагаемое учитывает вклад энтропии смешения идеального раствора феррочастиц суспензии.

Будем характеризовать отклонение директора ЖК \mathbf{n} и намагниченности \mathbf{m} от оси лёгкого ориентирования \mathbf{n}_0 соответственно с помощью углов $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ (см. рис. 1б). Угол между осью лёгкого ориентирования на поверхности частиц \mathbf{p} и намагниченностью \mathbf{m} обозначим θ . Таким образом, компоненты векторов \mathbf{n} , \mathbf{m} и \mathbf{p} можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned}\mathbf{n} &= [\cos \varphi, 0, \sin \varphi], \quad \mathbf{m} = [\cos \psi, 0, \sin \psi], \\ \mathbf{p} &= [\cos(\psi - \theta), 0, \sin(\psi - \theta)].\end{aligned}\quad (2)$$

Задачу удобно решать в безразмерном виде, для этого введём безразмерные величины и параметры. Определим толщину слоя $\zeta = z/L$, напряжённость магнитного поля $h = HL\sqrt{\chi_a/K_1}$, $g = f/\bar{f}$ – приведённую объёмную долю частиц в суспензии ($\bar{f} = Nv/V$, где N – число магнитных частиц в суспензии, V – объём ФН), энергию сцепления феррочастиц с ЖК-матрицей $\sigma = w_p \bar{f} L^2 / (K_1 d)$, параметр сегрегации $\kappa = k_B T \bar{f} L^2 / (K_1 v)$, параметр анизотропии ориентационной упругости $k = K_3/K_1$ и параметр $b = M_s \bar{f} L / \sqrt{K_1 \chi_a}$ [2, 3].

В результате минимизации свободной энергии системы с учётом (2) и введённых безразмерных величин получим систему уравнений, которая позволяет описать равновесные распределения директора ЖК и намагниченности феррочастиц в постоянном магнитном поле

$$K(\varphi) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial K}{\partial \varphi} \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} \right)^2 + \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma g \sin 2(\varphi - \psi + \theta) = 0, \quad (3)$$

$$bh \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi + \theta) = 0, \quad (4)$$

$$g(\zeta) = Q \exp \left[\frac{bh}{\kappa} \sin \psi + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi - \psi + \theta) \right]. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}K(\varphi) &= \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi, \\ Q^{-1} &= \int_{-1/2}^{1/2} \exp \left[\frac{bh}{\kappa} \sin \psi + \frac{\sigma}{\kappa} \cos^2(\varphi - \psi + \theta) \right] d\zeta.\end{aligned}\quad (6)$$

Система уравнений (3)–(6) с граничными условиями $\varphi(-1/2) = \varphi(1/2) = 0$ образует замкнутую краевую задачу, результаты решения которой для разных значений угла преднаклона молекул жидкого кристалла на поверхности феррочастиц $\theta = 0, \pi/6$ и $\pi/3$ представлены на рис. 2. Из условий симметрии задачи середине слоя ($\zeta = 0$) отвечает максимальный угол φ_0 отклонения директора от оси легкого ориентирования, зависимость которого от магнитного поля совместно с углом ориентации намагниченности ψ_0 и приведённой объёмной доли частиц g_0 для $\zeta = 0$ представлена на рис. 2.

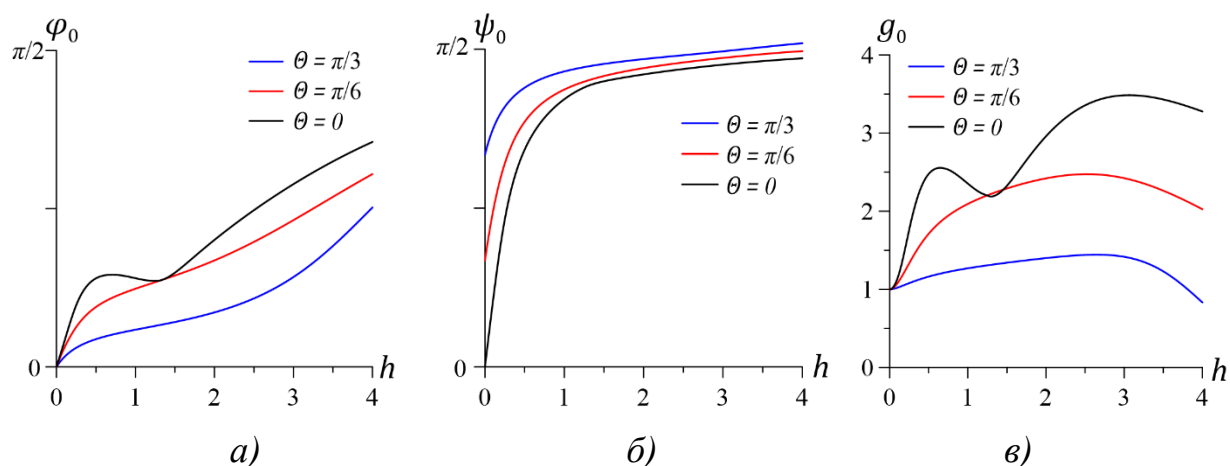


Рис. 2. Зависимость угла ориентации (а) директора φ_0 , (б) намагниченности ψ_0 и (в) приведенной объёмной доли феррочастиц g_0 в середине слоя от напряжённости магнитного поля h для $b = 10$, $\sigma = 2.5$, $\kappa = 0.3$, $k = 1.268$

Для всех представленных значений θ магнитное поле индуцирует беспороговый переход в неоднородное состояние. С ростом поля угол ориентации директора φ_0 и намагниченности ψ_0 монотонно растёт кроме случая $\theta = 0$, который ранее подробно рассмотрен в работе [3]. С немонотонным поведением φ_0 связано появление локального минимума на кривой для приведенной объёмной доли частиц (см. рис. 2в). С ростом угла θ переориентация частиц в направлении \mathbf{H} достигается меньшими значениями напряжённости магнитного поля, чему отвечает более быстрый рост угла ψ_0 .

Список литературы

1. Zakhlevnykh A. N. Threshold magnetic fields and Fréedericksz transition in a ferronematic // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. Vol. 269. P. 238–244.
2. Makarov D. V., Zakhlevnykh A. N. Tricritical phenomena at the Fréedericksz transition in ferronematic liquid crystals // Physical Review E. 2010. Vol. 81. 051710.
3. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Weak coupling effects and reentrant transitions in ferronematic liquid crystals // Journal of Molecular Liquids. 2014. Vol. 198. P. 223–233.
4. Liu Q., Ackerman P. J., Lubensky T. C., Smalyukh I. I. Biaxial ferromagnetic liquid crystal colloids // Proceedings of the National Academy of Sciences. 2016. Vol. 113. P. 10479–10484.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ ФЕРРОМАГНИТНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

М. Н. Хвостанцев, Д. А. Петров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Предложена статистическая теория лиотропного жидкого кристалла, образованного ферромагнитными углеродными нанотрубками. Учитывалось дисперсионное притяжение, диполь-дипольное взаимодействие и стерическое отталкивание нанотрубок. Для описания равновесной ориентационной и магнитной структуры жидкого кристалла использовался тензорный и векторный параметры порядка. Получены уравнения ориентационного равновесия, которые позволяют описать зависимости параметров порядка системы от температуры и приложенного магнитного поля.

Ключевые слова: углеродные нанотрубки; ферромагнитный жидкий кристалл; теория среднего поля; магнитное поле

STATISTICAL THEORY OF LIQUID CRYSTAL SUSPENSIONS OF FERROMAGNETIC CARBON NANOTUBES

M. N. Khvostantsev, D. A. Petrov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

A statistical theory of a lyotropic liquid crystal formed by ferromagnetic carbon nanotubes is proposed. Dispersion attraction, dipole-dipole interaction, and steric repulsion of nanotubes are taken into account. Tensor and vector order parameters are used to describe the equilibrium orientational and magnetic structures of the liquid crystal. The equations of orientational equilibrium are obtained, which allow one to describe the dependencies of the order parameters of the system on the temperature and the applied magnetic field.

Keywords: carbon nanotubes; ferromagnetic liquid crystals; mean-field theory; magnetic field

Рассмотрим лиотропный жидкий кристалл (ЖК) – суспензию углеродных нанотрубок (УНТ) в изотропном растворителе. Будем рассматривать ферромагнитные УНТ, когда внутри трубки или на ее поверхности размещают феррочастицы. Ориентацию отдельной цилиндрической нанотрубки, находящейся в точке r_α , будем характеризовать симметричным бесследовым тензором второго ранга

$$e_{ik}^\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}} \left(e_i^\alpha e_k^\alpha - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad (1)$$

где e_i^α – единичный вектор, направленный вдоль длинной оси α -ой нанотрубки ($\alpha = 1, 2, \dots, N$, где N – число нанотрубок в суспензии).

Макроскопический тензор ориентации нанотрубок суспензии S_{ik} находится как статистическое среднее от микроскопического тензора ориентации отдельной наночастицы e_{ik}^α с функцией распределения нанотрубок по ориентациям их длинных осей W . Тензор S_{ik} можно представить через единичный вектор, определяющий главную ось нематического порядка нанотрубок – директор n_i

$$S_{ik} = \langle e_{ik}^\alpha \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} S \left(n_i n_k - \frac{1}{3} \delta_{ik} \right), \quad (2)$$

где $S = \langle P_2(e_i n_i) \rangle$ – скалярный нематический параметр порядка, который может принимать значения из диапазона $[-0.5; 1]$, а P_2 – это второй полином Лежандра. Нормировка в (2) выбрана так, что $S_{ik} S_{ik} = S^2$.

Так как мы рассматриваем случай ферромагнитных УНТ, когда магнитный момент отдельной нанотрубки параллелен ее длинной оси, то для учета ферромагнитного упорядочения нанотрубок введем векторный параметр порядка

$$M_i = \langle e_i^\alpha \rangle = M n_i = \frac{1}{\mu N} \sum_{\alpha=1}^N \mu_i^\alpha = \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N e_i^\alpha. \quad (3)$$

Здесь $\mu_i^\alpha = \mu e_i^\alpha$ – магнитный момент α -ой нанотрубки (μ – величина магнитного момента). Согласно (3) величина M_i имеет смысл приведенной намагниченности суспензии, где $M = \langle P_1(e_i n_i) \rangle$ – полярный параметр порядка, который может принимать значения из диапазона $[-1; 1]$, а P_1 – это первый полином Лежандра.

Ориентационную часть энергию суспензии можно представить в следующем виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_d + \mathcal{H}_m. \quad (4)$$

Здесь вклады

$$\mathcal{H}_p = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^N \sum_{\beta=1}^N A_p(r_{\alpha\beta}) e_{ik}^\alpha e_{ik}^\beta, \quad \mathcal{H}_d = -\frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^N \sum_{\beta=1}^N A_d(r_{\alpha\beta}) e_i^\alpha e_i^\beta \quad (5)$$

соответственно учитывают дисперсионное и магнитное диполь-дипольное притяжения ферромагнитных нанотрубок. Последний вклад

$$\mathcal{H}_m = - \sum_{\alpha=1}^N \mu_i^\alpha H_i \quad (6)$$

учитывает энергию дипольного момента нанотрубки во внешнем магнитном поле. В этих выражениях $A_p(r_{\alpha\beta})$, $A_d(r_{\alpha\beta})$ – энергии ориентационного

взаимодействия, зависящие от расстояния $r_{\alpha\beta} = |r_\alpha - r_\beta|$ между нанотрубками, а H_i – вектор напряжённости магнитного поля.

Представим векторный и тензорный параметры порядка в виде суммы статистического среднего M_i , S_{ik} и флуктуаций $(e_i^\alpha - M_i)$, $(e_k^\alpha - S_{ik})$ соответственно и подставить в (5). После пренебрежения квадратами флуктуаций в (5) можно выполнить одно суммирование, в результате получим гамильтониан системы в приближении среднего поля

$$\mathcal{H}_{mf} = \rho A_p \sum_{\alpha=1}^N \left(\frac{1}{2} S_{ik} - e_{ik}^\alpha \right) S_{ik} + \rho A_d \sum_{\alpha=1}^N \left(\frac{1}{2} M_i - e_i^\alpha \right) M_i - \sum_{\alpha=1}^N \mu_i^\alpha H_i. \quad (7)$$

Здесь определена плотность нанотрубок $\rho = N/V$ и введены обозначения

$$\rho A_p = \sum_{\beta=1}^N A_p(r_{\alpha\beta}), \quad \rho A_d = \sum_{\beta=1}^N A_d(r_{\alpha\beta}), \quad (8)$$

В качестве константы среднего поля определим величину $\lambda = A_p/v$, где $v = \pi D^2 L/4$ – объём цилиндрической наночастицы, а L и D – ее длина и диаметр соответственно. Сделаем замену $A_p = \lambda v$ и введём параметр $\omega_d = A_d/A_p$, который описывает относительную роль дипольного взаимодействия между ферромагнитными УНТ. Также определим безразмерное магнитное поле $h_i = \mu H_i/\lambda$ и объёмную долю нанотрубок $y = Nv/V$. В этих обозначениях гамильтониан системы в приближении среднего поля примет вид

$$\mathcal{H}_{mf} = \lambda \left\{ \frac{1}{2} Ny [S_{ik} S_{ik} + \omega_d M^2] - \sum_{\alpha=1}^N [y S_{ik} e_{ik}^\alpha + y \omega_d M_i e_i^\alpha + e_i^\alpha h_i] \right\}. \quad (8)$$

Подставим в (8) явный вид (1)–(3), в результате получим

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{mf} = \lambda \left\{ \frac{1}{2} Ny [S^2 + S + \omega_d M^2] \right. \\ \left. - \sum_{\alpha=1}^N \left[\frac{3}{2} y S \cos^2(\vartheta_\alpha) + y \omega_d M \cos(\vartheta_\alpha) + h \cos(\vartheta_\alpha) \right] \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь $n_i e_i^\alpha = \cos(\vartheta_\alpha)$, $\vartheta_\alpha \in [0, \pi]$.

Выражение (9) позволяет вычислить статистический интеграл

$$\begin{aligned} Z = \text{Sp} \exp \left\{ -\frac{\mathcal{H}_{mf}}{k_B T} \right\} = \exp \left\{ -\frac{Ny [S^2 + S + \omega_d M^2]}{2\tau} \right\} \times \\ \times \left[4\pi \int_0^\pi \exp \left\{ \frac{(3/2)y S \cos^2(\vartheta) + y \omega_d M \cos(\vartheta) + h \cos(\vartheta)}{\tau} \right\} \cos(\vartheta) d\vartheta \right]^N \quad (10) \end{aligned}$$

и свободную энергию с помощью формулы $F_{atr} = -k_B T \ln(Z)$

$$F_{atr} = \lambda N \left\{ \frac{1}{2} y [S^2 + S + \omega_d M^2] - \tau \ln(2\pi) - \tau \ln f(\sigma_{atr}, \zeta) \right\}. \quad (11)$$

Здесь введены обозначения

$$f(\sigma, \zeta) = \int_{-1}^1 \exp\{\sigma x^2 + \zeta x\} dx, \quad (12)$$

$$\sigma_{atr} = \frac{3yS}{2\tau}, \quad \zeta = \frac{y\omega_d M + h}{\tau}. \quad (13)$$

Согласно работам [1, 2] учтём дополнительно стерическое отталкивание УНТ в виде добавки к свободной энергии

$$F_{rep} = \lambda N \left\{ \frac{1}{2} y \kappa \tau [S^2 + S] - \tau \ln f(\sigma_{rep}, 0) \right\}, \quad (14)$$

где

$$\sigma_{rep} = \frac{3}{2} y \kappa S, \quad \kappa = \frac{5\pi D}{16L}. \quad (15)$$

Параметр κ учитывает исключенный объем цилиндрических нанотрубок во втором вириальном приближении, то есть их стерическое отталкивание [1, 2].

Полная свободная энергия ферромагнитного ЖК состоит из двух вкладов (11) и (14)

$$F = F_{atr} + F_{rep}, \quad (16)$$

где первое слагаемое учитывает притяжение, а второе – отталкивание нанотрубок.

Равновесные значения параметров порядка определяются из условия минимума свободной энергии (16)

$$\frac{\partial F}{\partial S} = \frac{\partial F}{\partial M} = 0. \quad (17)$$

В результате получим

$$S = \frac{3}{2} \frac{f'_\sigma(\sigma, \zeta)}{f(\sigma, \zeta)} - \frac{1}{2}, \quad M = \frac{f'_\zeta(\sigma, \zeta)}{f(\sigma, \zeta)}, \quad (18)$$

где $\sigma = \sigma_{atr} + \sigma_{rep}$ и введены обозначения

$$f'_\sigma(\sigma, \zeta) = \frac{\partial f(\sigma, \zeta)}{\partial \sigma}, \quad f'_\zeta(\sigma, \zeta) = \frac{\partial f(\sigma, \zeta)}{\partial \zeta}. \quad (19)$$

Уравнения (18) позволяют получить зависимость нематического и полярного параметров порядка суспензии от температуры и приложенного магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00231).

Список литературы

1. *Petrov D. A., Zakhlevnykh A. N.* Statistical theory of magnetic field induced phase transitions in negative diamagnetic anisotropy liquid crystals doped with carbon nanotubes // *Journal of Molecular Liquids*. 2019. Vol. 287. 110901.
2. *Onsager L.* The effects of shape on the interaction of colloidal particles // *Annals of the New York Academy of Sciences*. 1949. Vol. 51. P. 627–659.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЯХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК С БИСТАБИЛЬНЫМ СЦЕПЛЕНИЕМ КОЛЛОИДНЫХ ЧАСТИЦ С МАТРИЦЕЙ

И. А. Чупеев, Д. А. Петров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В рамках континуальной теории изучены индуцируемые внешним магнитным полем ориентационные переходы в суспензиях углеродных нанотрубок в нематических жидких кристаллах. Рассмотрена модифицированная форма энергии ориентационного взаимодействия нанотрубок с жидkokристаллической матрицей. Показано, что причиной ориентационных переходов первого может быть бистабильность потенциала ориентационного сцепления директора жидкого кристалла и нанотрубок.

Ключевые слова: жидкий кристалл; углеродные нанотрубки; бистабильность

ORIENTATION TRANSITIONS IN LIQUID CRYSTAL SUSPENSIONS OF CARBON NANOTUBES WITH BISTABLE COUPLING BETWEEN COLLOIDAL PARTICLES AND THE MATRIX

I. A. Chupeev, D. A. Petrov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

In the framework of the continuum theory, the orientational transitions induced by an external magnetic field in suspensions of carbon nanotubes in nematic liquid crystals are studied. A modified form of the energy of the orientational interaction of nanotubes with a liquid crystal matrix is considered. It has been shown that the cause of the orientational transitions of the former may be the bistability of the orientational adhesion potential of the director of a liquid crystal and nanotubes.

Keywords: liquid crystal; carbon nanotubes; bistability

Рассмотрим плоский слой толщиной L суспензии углеродных нанотрубок (УНТ) на основе нематического жидкого кристалла (НЖК). Начало системы координат поместим в середину слоя, пусть ось x параллельна границам слоя, а ось z ортогональна им. Магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ направим вдоль оси z . Для описания преимущественной ориентации молекул жидкого кристалла (ЖК) и длинных осей УНТ будем использовать единичные векторы – директоры соответственно \mathbf{n} и \mathbf{m} . Будем полагать, что на границах слоя созданы условия жесткого сцепления директора ЖК. Ось легкого ориентирования на поверхности пластин будем считать направленной вдоль оси x системы координат, тогда в отсутствие поля директору ЖК отвечает однородная планарная текстура.

Задачу будем решать в рамках континуальной теории, в основе которой лежит функционал свободной энергии [1, 2]

$$F = \int [F_1 + F_2 + F_3 + F_4] dV. \quad (1)$$

Здесь слагаемое

$$F_1 = \frac{1}{2} K_{11} (\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_{22} (\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2} K_{33} (\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2$$

представляет собой объемную плотность энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора (потенциал Франка), где K_{11} , K_{22} и K_{33} – модули ориентационной упругости ЖК. Второе и третье слагаемые в (1)

$$F_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -\frac{1}{2} \chi_a^p f(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H})^2$$

учитывают взаимодействие диамагнитного нематика и УНТ с внешним магнитным полем \mathbf{H} , где $\chi_a > 0$ и $\chi_a^p > 0$ – соответственно анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК-матрицы и нанотрубок, а f – объемная доля УНТ в суспензии. Последний вклад

$$F_4 = \frac{W}{d} f(\mathbf{n} \times \mathbf{m})^2 [1 - \varsigma(\mathbf{n} \times \mathbf{m})^2]$$

представляет собой модифицированную форму энергии ориентационного сцепления [3, 4], где W – поверхностная плотность энергии сцепления молекул ЖК с поверхностью УНТ, d – поперечный диаметр УНТ, ς – безразмерный параметр (анизотропия поверхностного сцепления), который учитывает четвертый порядок разложения энергии сцепления по $(\mathbf{n} \times \mathbf{m})$ и изменяется в диапазоне от нуля до единицы. При $\varsigma = 0$ вклад F_4 принимает вид, который ранее был исследован в работах [1, 2]. Минимуму этого выражения при $W > 1$ отвечает планарное сцепление директоров ЖК и УНТ $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$. При $\varsigma \geq 0$ из F_4 следует, что этот вклад приобретает дополнительный минимум при $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$, чему отвечает гомеотропное сцепление УНТ и ЖК-матрицы. Лишь при $\varsigma = 1$ обоим минимумам отвечает одинаковая глубина. Таким образом, модифицированная энергия ориентационного сцепления F_4 допускает возможность бистабильных явлений, обусловленных скачкообразным изменением характера сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей [3, 4].

Для рассматриваемой геометрии компоненты директоров ЖК \mathbf{n} УНТ \mathbf{m} можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z), 0, \sin \varphi(z)), \quad \mathbf{m} = (\cos \psi(z), 0, \sin \psi(z)), \quad (2)$$

где $\varphi(z)$ и $\psi(z)$ – углы ориентации директоров ЖК и УНТ, отсчитываемые соответственно от оси x .

Задачу удобно решать в безразмерном виде, для этого выберем в качестве единицы длины толщину слоя L и определим безразмерную

координату $\tilde{z} = z/L$. В качестве единицы измерения напряженности магнитного поля выберем величину $H_q = L^{-1}\sqrt{K_{11}/\chi_a}$, тогда безразмерная напряженность поля имеет вид $h = H_q/H$. Параметр $\gamma = f\chi_a^p/\chi_a$, который определяется из баланса слагаемых F_2 и F_3 в свободной энергии (1), характеризует относительный вклад механизмов влияния магнитного поля на ориентационную структуру суспензии. При $\gamma \gg 1$ появление искажений поля директора ЖК \mathbf{n} обусловлено преимущественно диамагнетизмом примесных УНТ, а при $\gamma \ll 1$ – диамагнетизмом ЖК-матрицы. Также введем отношение констант Франка $k = K_{11}/K_{33}$ и безразмерную энергию сцепления УНТ с ЖК-матрицей $\sigma = WfL^2/(K_{11}d)$. В этих единицах безразмерная свободная энергия примет вид:

$$\tilde{F} = F \frac{L}{K_{11}S} \int_{-1/2}^{1/2} \left\{ \frac{1}{2} K(\varphi) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 - \frac{1}{2} h^2 \sin^2 \varphi - \frac{1}{2} \gamma h^2 \sin^2 \varphi + \sigma \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right\} d\tilde{z}, \quad (3)$$

где S – площадь ограничивающих пластин, и введено обозначение

$$K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi.$$

Термодинамически устойчивые конфигурации директоров \mathbf{n} и \mathbf{m} отвечают минимуму функционала (3). После минимизации (3) по $\varphi(\tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z})$ получим систему уравнений

$$\frac{1}{2} \frac{\partial K(\varphi)}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 + K(\varphi) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} \right) + \frac{1}{2} h^2 \sin 2\varphi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (4)$$

$$\gamma h^2 \sin 2\psi + 2\sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (5)$$

которая совместно с граничными условиями

$$\varphi(\tilde{z})|_{1/2} = \varphi(\tilde{z})|_{-1/2} = 0, \quad d\varphi(\tilde{z})/d\tilde{z}|_{\tilde{z}=0} = 0 \quad (6)$$

позволяет найти пространственные распределения углов ориентации директоров ЖК и УНТ для разных значений магнитного поля и материальных параметров суспензии.

Система уравнений (4) – (6) допускает однородные решения. Одно из них $\varphi(\tilde{z}) = 0$ и $\psi(\tilde{z}) = 0$ отвечает начальному состоянию, в котором молекулы ЖК и УНТ параллельны границам слоя и ортогональны внешнему полю $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \perp \mathbf{H}$. Назовем это состояние планарной фазой суспензии. Неоднородному решению отвечает угловая фаза, в которой угол между директорами \mathbf{n} и \mathbf{m} отличен от нуля и $\pi/2$ [2].

Под влиянием магнитного поля начальная планарная фаза суспензии перестает быть устойчивой и при достижении магнитным полем порогового значения h_c происходит переход в угловую фазу с искаженной ориентационной структурой \mathbf{n} и \mathbf{m} . Это явление известно в физике ЖК как переход Фредерикса [5], а само значение h_c – это поле перехода Фредерикса. Вблизи h_c искажения ориентационной структуры малы $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) \ll 1$, что позволяет линеаризовать уравнения (4) и (5)

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} + h_c^2 \varphi - 2\sigma(\varphi - \psi) = 0, \quad (7)$$

$$\psi(\tilde{z}) = \lambda_c \varphi(\tilde{z}), \text{ где } \lambda_c = 2\sigma / (2\sigma - \gamma h_c^2). \quad (8)$$

Решением системы (7), (8) является $\varphi(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(\pi \tilde{z})$, где φ_m – угол ориентации директора ЖК в середине слоя. Из условия существования этого решения получим выражение для поля h_c как функцию материальных параметров суспензии

$$\pi^2 = \frac{2\sigma\gamma h_c^2}{2\sigma - \gamma h_c^2} + h_c^2. \quad (9)$$

Уравнение (9) ранее было получено и подробно исследовано в работе [1], из чего следует, что учет дополнительных слагаемых в модифицированной форме энергии ориентационного сцепления молекул ЖК и нанотрубок (слагаемое F_4 в (1)) не меняет поле перехода Фредерикса.

Известно, что переходу Фредерикса в беспримесном ЖК отвечает фазовый переход второго рода, т.е. с ростом магнитного поля искажения ориентационной структуры появляются непрерывным образом при достижении поля значения h_c . Исследуем возможность смены характера перехода Фредерикса от второго рода к первому. Для этого рассмотрим поведение суспензии вблизи h_c , когда, как было сказано выше, отклонения директоров ЖК и УНТ от оси легкого ориентирования малы. После подстановки $\varphi(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(\pi \tilde{z})$ и $\psi(\tilde{z}) = \lambda_c \varphi(\tilde{z})$ в (3) в четвертом порядке малости по φ_m свободная энергии суспензии примет форму разложения Ландау

$$F = F_c + \frac{1}{2} \alpha_c (h_c - h) \varphi_m^2 + \frac{1}{4} \beta_c \varphi_m^4 + \dots \quad (10)$$

Здесь $F_c = 0$ представляет свободную энергию однородной планарной фазы, а коэффициенты разложения получены аналитически и являются функциями материальных параметров системы

$$\begin{aligned} \alpha_c &= h_c(1 + \gamma \lambda_c^2), & \beta_c &= \beta_c^*(\varsigma^* - \varsigma), \\ \beta_c^* &= \frac{3}{2} \sigma (\lambda_c - 1)^4, & \varsigma^* &= \frac{k\pi^2 + 6\sigma \lambda_c (\lambda_c - 1)^2}{6\sigma (\lambda_c - 1)^4}. \end{aligned} \quad (11)$$

В результате минимизации выражения (10) по φ_m получим зависимость угла ориентации директора ЖК в середине слоя от приложенного магнитного поля h вблизи h_c

$$\varphi_m = \pm \sqrt{\frac{\alpha_c (h - h_c)}{\beta_c^* (\zeta^* - \zeta)}}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что коэффициенты α_c и β_c^* всегда положительны, а величина ζ^* является трикритическим значением параметра анизотропии поверхностного сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей, при котором происходит смена характера перехода от первого рода ко второму или наоборот. Так при $\zeta \leq \zeta^*$ переходу Фредерикса отвечает ориентационный переход второго рода, а при $\zeta > \zeta^*$ – первого рода, и в этом случае суспензия проявляет ориентационную бистабильность.

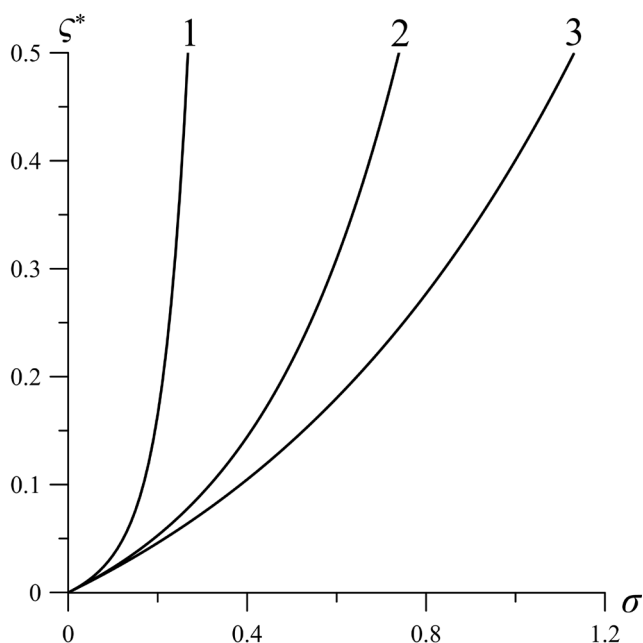


Рис. 1. Зависимость трикритического параметра анизотропии сцепления ζ^* от энергии сцепления УНТ с ЖК-матрицей σ для различных значений параметра γ при $k = 1.5$: кривая 1 – $\gamma = 0.05$; кривая 2 – $\gamma = 0.2$; кривая 3 – $\gamma = 0.5$

На рис. 1 показана зависимость трикритического параметра анизотропии поверхностного сцепления нанотрубок с ЖК-матрицей ζ^* от энергии сцепления σ для различных значений параметра γ . Из этого рисунка видно, что для значений γ , отвечающим реальным суспензиям УНТ на основе НЖК [1, 2], переход Фредерикса может происходить по типу фазового перехода первого рода только для энергий сцепления $\sigma \lesssim 1$, что отвечает мягкому сцеплению директоров НЖК и УНТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00231).

Список литературы

1. *Petrov D. A., Skokov P. K., Zakhlevnykh A. N.* Magnetic field induced orientational transitions in liquid crystals doped with carbon nanotubes // *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2017. Vol. 8. P. 2807–2817.
2. *Petrov D. A., Skokov P. K., Zakhlevnykh A. N., Makarov D. V.* Magnetic segregation effect in liquid crystals doped with carbon nanotubes // *Beilstein Journal of Nanotechnology*. 2019. Vol. 10. P. 1464–1474.
3. *Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N.* Orientation energy of anisometric particles in liquid-crystalline suspensions // *Physical Review E*. 2013. Vol. 88. 012511.
4. *Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N.* Magnetically induced bistable behavior of ferronematic liquid crystals // *Physical Review E*. 2013. Vol. 88. 052503.
5. *Stewart I. W.* The static and dynamic continuum theory of liquid crystals. London: Taylor and Francis, 2004. 360 p.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ ВИБРАЦИЙ НА ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ПОЛЯ ДЛИННОВОЛНОВОЙ КОНВЕКЦИИ МАРАНГони В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ

И. В. Володин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассмотрена тонкая пленка на твердой подогреваемой снизу поверхности. Поверхность совершает продольные гармонические колебания с заданной частотой и амплитудой. Исходные уравнения представлены в виде суммы средних и пульсационных полей, задача решалась с помощью метода многих масштабов. Получены и приведены амплитудные значения пульсационных полей системы.

Ключевые слова: тонкая пленка; метод многих масштабов; средние и пульсационные поля

INFLUENCE OF LONGITUDINAL VIBRATION ON THE PULSATION FIELDS OF LONG-WAVE MARANGONI CONVECTION IN A THIN FILM

I. V. Volodin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

A thin film on a solid surface heated from below is considered. The surface performs longitudinal harmonic vibrations with a given frequency and amplitude. The original equations presented as the sum of average and pulsation fields, the problem was solved with the help of multiscale method. The amplitude values of the pulsation fields of the system are obtained and given.

Keywords: thin film; multiscale method; average and pulsation fields

Изучение динамики тонких пленок во внешних силовых полях важно не только для фундаментальной науки, но и представляет большой прикладной интерес, например, в микроэлектронике [1–10]. В отличие от слоя жидкости, для такой пленки необходимо учитывать межчастичное взаимодействие жидкости с твердой подложкой (например, притягивающее ван-дер-ваальсово притяжение) [1, 11, 12].

В данной работе рассматривается тонкий слой жидкости на подложке, подогреваемой снизу. Подложка совершает продольные гармонические колебания с заданной частотой и амплитудой. Частота внешних вибраций может меняться в пределах от ультранизкой (период колебаний сравним с характерным временем релаксации толщины пленки) до около акустической (толщина вязкого пограничного слоя мала по сравнению с толщиной пленки). Геометрия задачи представлена на рис. 1.

Система уравнений, описывающая поставленную задачу, выглядит следующим образом:

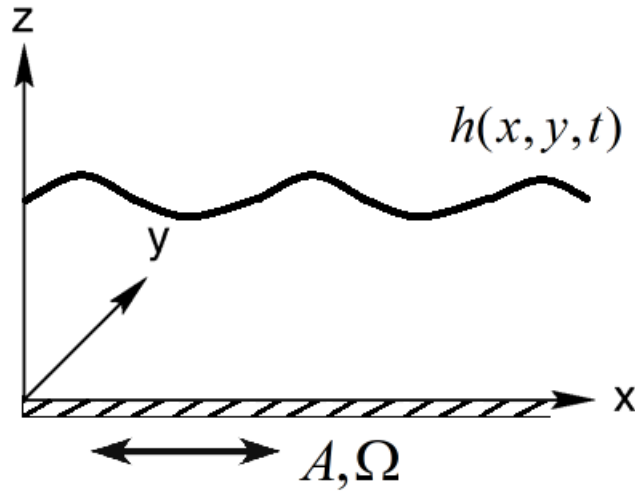


Рис. 1. Геометрия задачи

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{v} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v} &= \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{v} - g \mathbf{k}, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T &= \chi \Delta T,\end{aligned}$$

где приняты обозначения: \mathbf{v} – скорость течения, p – значение давления, ν – вязкость среды, χ – коэффициент теплопроводности, T – значение температуры, \mathbf{k} – единичный вектор, направленный противоположно вектору ускорения свободного падения, g – коэффициент ускорения свободного падения. Граничные условия задачи имеют вид:

$$\begin{aligned}z = 0: \quad \mathbf{v} &= A\Omega \cos(\omega t) \mathbf{i}, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = \beta; \\ z = h(x, y, t): \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla h &= v_z, \quad (p + \Phi - \sigma K) \mathbf{n} = \bar{\eta} \mathbf{n}, \\ \bar{\tau} \bar{\eta} \mathbf{n} &= -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \bar{\tau} \nabla T, \quad \mathbf{n} \nabla T = -\alpha T,\end{aligned}$$

где A , Ω – амплитуда и частота внешних вибраций, соответственно, h – форма поверхности раздела, β – коэффициент теплопроводности подложки, v_z – z -компонента скорости, Φ – сила ван-дер-ваальсовского взаимодействия, σ – коэффициент поверхностного натяжения, $\bar{\eta}$ – тензор вязких напряжений, \mathbf{n} – вектор нормали к поверхности раздела, $\bar{\tau}$ – вектор касательной к поверхности, K – кривизна поверхности, \mathbf{i} – единичный вектор вдоль оси x , α – коэффициент теплообмена с окружающей средой.

В результате, на подложке (при $z = 0$) задано условие, определяющее скорость течения вблизи подложки из-за действия внешней силы, и условие

нагрева. На поверхности раздела (при $z = h(x, y, t)$) первое уравнение отвечает кинематическому условию для z -компоненты скорости, второе уравнение характеризует влияние давления, ван-дер-ваальсовского взаимодействия и кривизны поверхности на нормальную компоненту тензора вязких напряжений, третье уравнение устанавливает связь между изменением температуры вследствие изменения коэффициента поверхностного натяжения и тензором вязких напряжений, четвертое уравнение – условие Био – описывает теплообмен с окружающей средой.

Исходные уравнения были обезразмерены, за единицу длины выбрана характерная толщина слоя вдоль оси z , время обезразмерено в единицах вязкости. Исходные поля были разложены на средние и пульсационные, задача решалась методом многих масштабов.

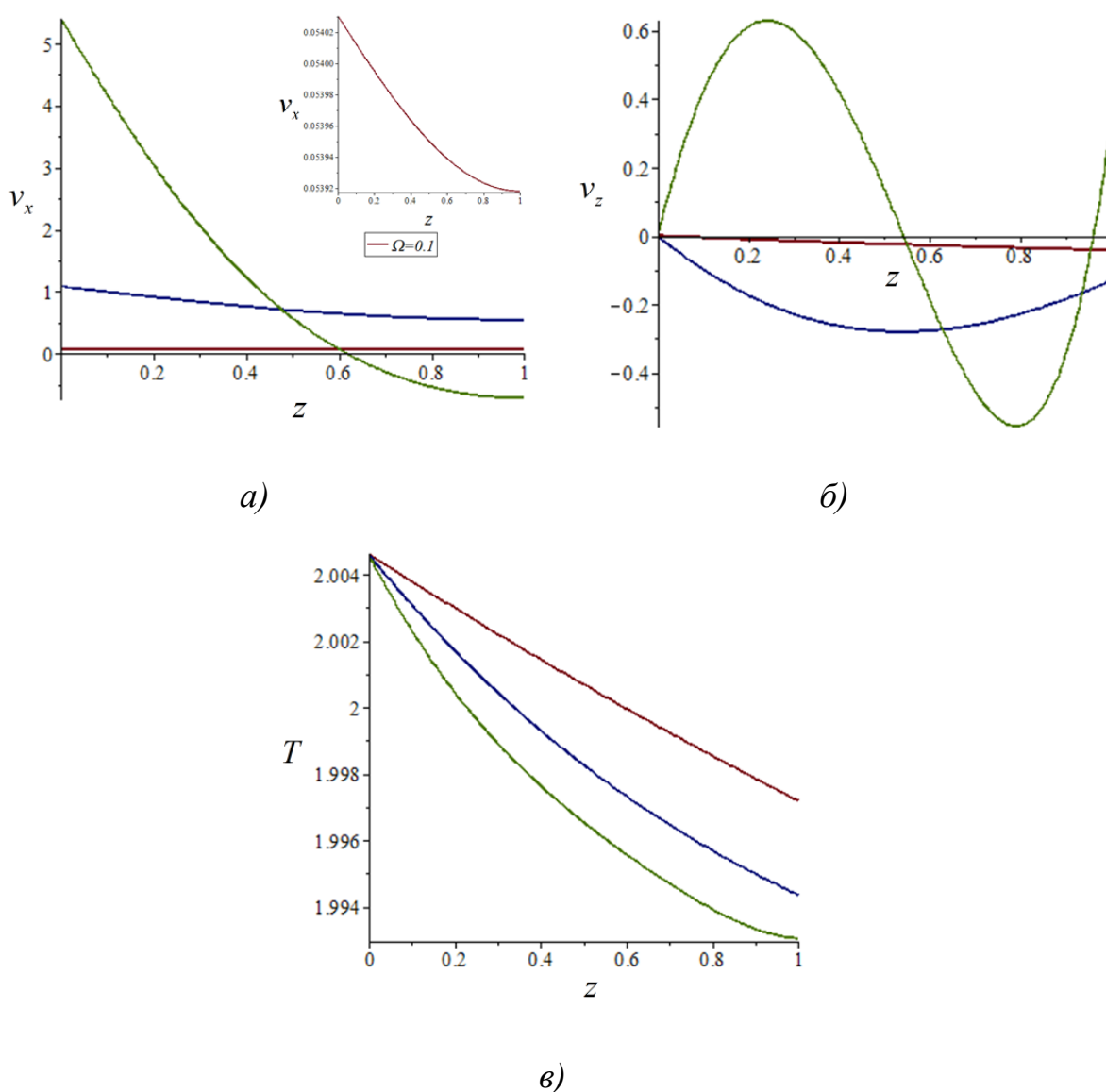


Рис. 2. Амплитудные значения x -компоненты скорости (а), z -компоненты скорости (б) и температуры (в) поперек слоя. $\Omega = 0.1$ – красная линия, $\Omega = 2$ – синяя линия, $\Omega = 10$ – зеленая линия

При высокочастотных вибрациях, используя метод осреднения [11, 12] по толщине слоя жидкости, получается амплитудное уравнение, аналогичное уравнению Копбосынова-Пухначева [13] в случае без внешних вибраций.

Получены амплитудные значения пульсационных полей системы. Установлено, что при вышеизложенной постановке задачи пульсационные части давления и u -компоненты скорости вносят нулевой вклад. Амплитудные значения других компонент пульсационного поля скорости и температуры при различных значениях внешней вибрационной частоты приведены на рис 2.

Список литературы

1. *Oron A., Davis S. H., Bankoff S. G.* Long-scale evolution of thin liquid films // *Reviews of Modern Physics*. 1997. Vol. 69. P. 931–980.
2. *Shklyayev S., Khenner M., Alabuzhev A. A.* Oscillatory and monotonic modes of long-wave Marangoni convection in a thin film // *Physical Review E*. 2010. Vol. 82. 025302.
3. *Fayzrakhmanova I. S., Nepomnyashchy A. A., Shklyayev S.* Longwave Marangoni instability in a binary mixture under the action of vibration: influence of the heat transfer on a free surface // *The European Physical Journal. Special Topics*. 2011. Vol. 192 (1). P. 95–100.
4. *Shklyayev S., Alabuzhev A. A., Khenner M.* Long-wave Marangoni convection in a thin film heated from below // *Physical Review E*. 2012. Vol. 85. 016328.
5. *Samoilova A. E., Shklyayev S.* Oscillatory Marangoni convection in a liquid–gas system heated from below // *The European Physical Journal. Special Topics*. 2015. Vol. 224 (2). P. 241–248.
6. *Алабужев А. А., Иванцов А. О., Кайсина М. И., Картавых Н. Н., Кашина М. А., Коновалов В. В.* Влияние внешних силовых полей на динамику поверхности раздела // *Вестник Пермского научного центра УрО РАН*. 2017. № 2. С. 24–29.
7. *Картавых Н. Н.* Движение слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при нагреве снизу // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2017. № 1 (35). С. 41–53.
8. *Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н.* Задачи испарительной конвекции (обзор) // *Прикладная математика и механика*. 2018. Т. 82. №. 2. С. 219–260.
9. *Самойлова А. Е., Паршакова Я. Н.* Колебательная неустойчивость слоя жидкости со свободной деформируемой поверхностью // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2018. № 1 (39). С. 73–80.
10. *Samoilova A., Nepomnyashchy A.* Feedback control of Marangoni convection in a thin film heated from below // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 876. P. 573–590.
11. *Shklyayev S., Khenner M., Alabuzhev A. A.* Enhanced stability of a dewetting thin liquid film in a single-frequency vibration field // *Physical Review E*. 2008. Vol. 77. 036320.

12. *Shklyayev S., Alabuzhev A. A., Khenner M.* Influence of a longitudinal and tilted vibration on stability and dewetting of a liquid film // *Physical Review E*. 2009. Vol. 79. 051603.
13. *Конбосынов Б. К., Пухначев В. В.* Термокапиллярное движение в тонком слое жидкости // *Гидромеханика и процессы переноса в невесомости* Свердловск: УНЦ АН СССР. 1983. С. 116–125.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ДВУХФАЗНОЙ ЗАДАЧИ С УЧЕТОМ ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО ЭФФЕКТА В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОМ ПАКЕТЕ OPENFOAM

О. В. Галицын

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Исследованы возможности моделирования двухфазных неизо термических задач в вычислительном пакете openFoam. Смоделирована двухфазная задача с учетом термокапиллярного эффекта. Получены состояния сред и значения полей температуры и вектора скорости в разные моменты времени. Проведено сравнение результатов с задачей с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения.

Ключевые слова: естественная конвекция; openFoam; двухфазная система; термокапиллярный эффект

NUMERICAL SIMULATION OF A NON-ISOTHERMAL TWO-PHASE SYSTEM WITH TAKING INTO ACCOUNT THE THERMOCAPILLARY EFFECT USING OPENFOAM

O. V. Galitsyn

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The possibilities of modeling two-phase non-isothermal problems in the computational package openFoam are investigated. A two-phase problem is modeled taking into account the thermocapillary effect. The states of the media and the values of the temperature and velocity fields are obtained at different times. The results are compared with the problem with a constant surface tension coefficient.

Keywords: natural convection; openFoam; two-phase system; thermocapillary effect

Теоретическому и экспериментальному изучению проблем конвекции жидкости в условиях тепломассопереноса на границе раздела уделяется в настоящее время большое внимание [1–5]. Важность результатов таких исследований состоит в их использовании при решении комплекса научных задач механики жидкости и теплофизики, возникающих при оптимизации и совершенствовании прикладных разработок в области жидкостных технологий охлаждения, систем регистрации информации, получения кристаллов с высокой степенью структурной однородности. Численное моделирование такого типа задач частое явление в современном мире. Вычислительные мощности компьютеров растут вместе с уровнем развития техники, что удешевляет и ускоряет моделирование прикладных задач. Также расширяется круг фундаментальных задач, для которых становится возможным численное моделирование. Несомненным преимуществом

моделирования является тот фактор, что оно позволяет изучать малодоступные для экспериментального исследования процессы [6].

Табл. 1. Функции для расчета плотности, вязкости, теплопроводности и коэффициента поверхностного натяжения

Переменные	NSRDS функции	Значения констант для воды
Плотность	$\rho = ab^{-1-\left(\frac{T}{c}\right)^d}$	$a = 98.343885;$ $b = 0.30542;$ $c = 647.13;$ $d = 0.081$
Вязкость	$\eta = e^{a+\frac{b}{T}+c\ln(T)+dT}$	$a = -51.964;$ $b = 3670.6;$ $c = 5.7331;$ $d = -5.3495*10^{-29};$ $f = 10$
Теплопроводность	$\kappa = \left(\left(\left((fT + e)T + d\right)T + c\right)T + b\right)T + a$	$a = -0.4267;$ $b = 0.0056903;$ $c = -8.0065*10^{-6};$ $d = 1.815*10^{-9};$ $e = 0; f = 0$
Коэффициент поверхностного натяжения	$\sigma = a\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\left(\left(\frac{e}{T_c} + d\right)\frac{T}{T_c} + c\right)\frac{T}{T_c} + b}$	$Tc = 647.13;$ $a = 0.18548;$ $b = 2.717;$ $c = -3.554;$ $d = 2.047; e = 0$

Смоделирована термогравитационная конвекция в двухфазной системе в двумерной квадратной вычислительной области, размерами 10мм x 10мм в вычислительном пакете openFoam. Ось X была направлена влево, а ось Y вверх. На каждую грань отводилось по 50 кубических ячеек. Ускорение свободного падения g было направлено вдоль оси Y . Решателем для этой задачи использовался compressibleInterFoam. Он подходит для расчета конвекции в двухфазной системе и способен учитывать файлы thermophysicalProperties и thermophysicalProperties.phase, где phase – название среды. Эти файлы задают термодинамические параметры сред и их поведение. Для учета термокапиллярного эффекта необходимо было во втором файле обратиться к шаблонной библиотеке среды, а в первом задать модель поведения коэффициента поверхностного натяжения, ссылаясь на шаблон через liquidProperties и указать, какой среде задается поведение согласно шаблону. Шаблоны сред можно найти в директории \$FOAM_SRC/thermophysicalModels/thermophysicalProperties/liquidProperties. В самом шаблоне термодинамические параметры и их эволюция задана через

инженерные NSRDS функции (National Standard Reference Data System functions) [7]. В openFoam эти функции находятся в \$FOAM_SRC/thermophysicalModels/thermophysicalProperties/thermophysicalFunctions/NSRDSfunctions. Для плотности, вязкости, теплопроводности и коэффициента поверхностного натяжения используются следующие NSRDS функции, заданные через температуру и заданный в шаблоне набор констант, зависящих от жидкости.

Для поля температуры для боковых граней был задан тип fixedGradient с постоянным значением равным нулю, отвечающий условию теплоизоляции. Внутри вычислительной области было задано начальное значение температуры в 273.15 К. На нижней стороне устанавливалось постоянное значение в 293.15 К. На верхней границе сохранялась температура 273.15 К.

Для поля скорости на нижней и боковых гранях устанавливалось условие прилипания. На верхней стороне устанавливалось условие pressureInletOutletVelocity.

Состояние сред отслеживалось через флаг alpha и рассчитывалось через VoF (Volume of Fluid) метод. Толщина слоя воды равнялась двум миллиметрам. На верхней границе задавалось условие inletOutlet с постоянным значением 0, соответствующему газу.

Получены состояния сред, поля вектора скорости и температуры в разные моменты времени. Для сравнения были получены состояния сред, поля вектора скорости и температуры при постоянном коэффициенте поверхностного натяжения. На рис. 1–3 приведены поля температуры для этих двух случаев в 5.01, 6.01 и 10 секунд соответственно.

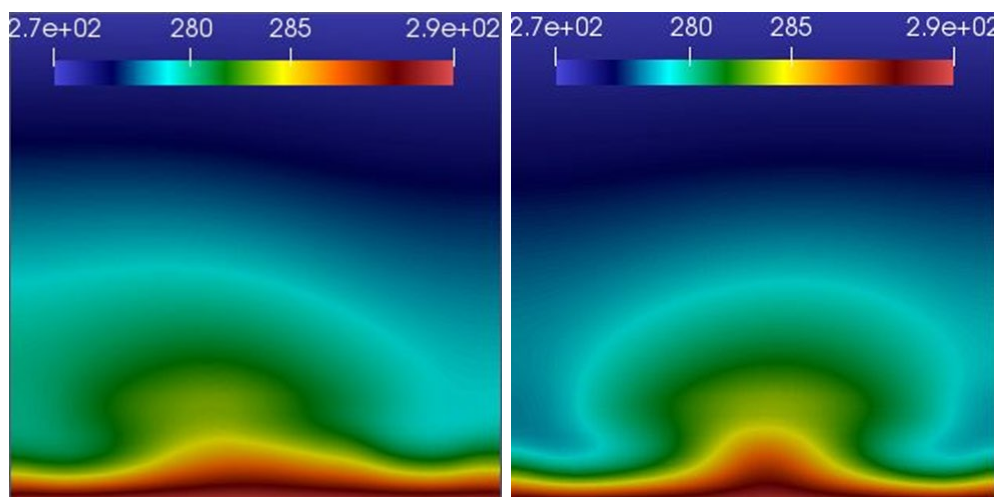


Рис. 1. Поле температуры для задачи с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения и зависящим от температуры соответственно в момент времени $t=5.01$ секунды

По полю температуры можно отметить, что термик (область подъемного течения) в задаче с участием термокапиллярного эффекта более устойчивый во время его развития, чем термик в задаче с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения. Также под конец расчета задачи можно отметить

неравномерный прогрев области при постоянном коэффициенте поверхностного натяжения.

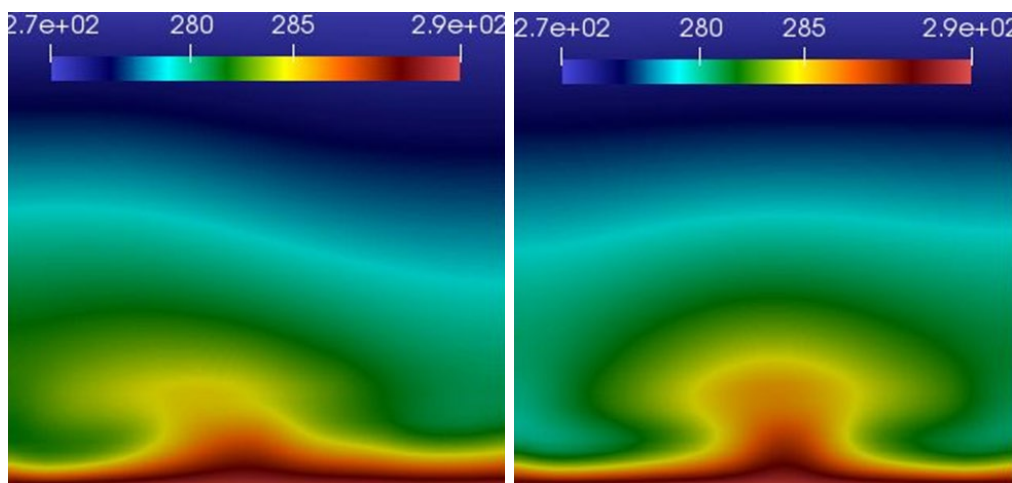


Рис. 2. Поле температуры для задачи с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения и зависящим от температуры соответственно в момент времени $t=6.01$ секунды

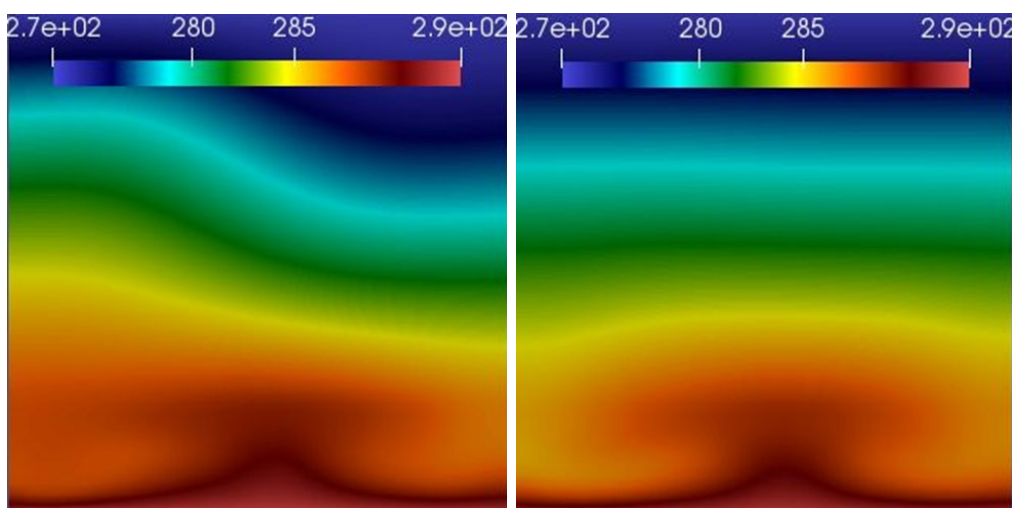


Рис. 3. Поле температуры для задачи с постоянным коэффициентом поверхностного натяжения и зависящим от температуры соответственно в момент времени $t=10$ секунд

Список литературы

1. Бекежанова В. Б., Гончарова О. Н. Задачи испарительной конвекции (обзор) // Прикладная математика и механика. 2018. Т. 82. №. 2. С. 219–260.
2. Shklyayev S., Khenner M., Alabuzhev A. A. Oscillatory and monotonic modes of long-wave Marangoni convection in a thin film // Physical Review E. 2010. Vol. 82. 025302.
3. Shklyayev S., Alabuzhev A. A., Khenner M. Long-wave Marangoni convection in a thin film heated from below // Physical Review E. 2012. Vol. 85. 016328.

4. *Shklyayev S. V., Alabuzhev A. A., Khenner M.* Marangoni convection in a thin film on a vertically oscillating plate // *Physical Review E*. 2015. Vol. 92. 013019.
5. *Samoilova A., Nepomnyashchy A.* Feedback control of Marangoni convection in a thin film heated from below // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 876. P. 573–590.
6. *Шаповалов В. А.* Образование и развитие мощных конвективных облаков при различных характеристиках ветра в атмосфере // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия Науки о Земле*. 2018. Т. 18. №. 4. С. 259–263.
7. *Daubert T. E.* Data compilation tables of properties of pure compounds. Design Institute for Physical Property Data, American Institute of Chemical Engineers, 1985. 400 p.

ВОЛНЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ПАРАМАГНИТНОЙ СПЛОШНОЙ СРЕДЕ

Е. А. Голубчиков, К. Б. Циберкин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассматривается одномерная цепочка магнитных моментов, ориентированная вдоль магнитного поля, в приближении сплошной среды. Магнитные моменты связаны дипольным взаимодействием. Исследуется динамика локальной намагниченности парамагнетика в такой системе.

Ключевые слова: спиновая цепочка; дипольное взаимодействие; волны намагниченности

MAGNETIZATION WAVES IN PARAMAGNETIC CONTINUOUS MEDIUM

E. A. Golubchikov, K. B. Tsiberkin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

We consider a one-dimensional chain of magnetic moments under an external magnetic field using a continuous medium approximation. The field direction is along chain. The magnetic moments interact each other by dipolar field. Local magnetization dynamics of the system is studied.

Keywords: spin chain; dipolar interaction; magnetization waves

Передача энергии и информации посредством управления спиновой динамикой является значимым элементом прикладной физики конденсированного состояния. Развитие методов управления спиновой динамикой важно для разработки квантовых компьютеров и высокоскоростных систем передачи данных [1]. Важнейшую роль, в разрабатываемых в этих направлениях устройствах, играют локализованные возмущения намагниченности – магнитные солитоны. В таких системах высокая интенсивность обменного взаимодействия допускает существование солитонов и коллективных возбуждений при температурах вплоть до комнатных, в то время как диполь-дипольное взаимодействие магнитных моментов в обычных условиях слишком мало и обычно рассматривается как поправка к обменному взаимодействию в рамках теории возмущений [2, 3]. Известен, однако, ряд работ, демонстрирующих формирование спиновых волн и солитонов в чисто дипольных системах при достаточно низких температурах [4–7].

Настоящая работа посвящена исследованию волн намагниченности в одномерной цепочке с дипольной связью ионов в магнитном поле, ориентированном вдоль неё (рис. 1). Предполагается, что она сформирована из одинаковых магнитных моментов, связанных друг с другом диполь-дипольным взаимодействием. Такие цепочки могут быть созданы, например, методами

химического осаждения магнитных атомов на диамагнитную подложку. При абсолютном нуле температуры и отсутствии взаимодействия все спины стремятся выстроиться вдоль цепочки благодаря внешнему полю – материал является парамагнитным.

При большой длине цепочки возможно выполнить переход к сплошной среде, в каждой точке которой определена локальная намагниченность как магнитный момент, приходящийся на единицу длины [7]. В этом случае задача преобразуется в систему уравнений в частных производных для отдельных компонент намагниченности:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dM^x}{dt} &= (1 + 6Sp_d)M^y + Sp_d \frac{\partial^2 M^y}{\partial z^2} - \\ &\quad - 6p_d(M_0 - M^z)M^y - p_d(M_0 - M^z) \frac{\partial^2 M^y}{\partial z^2} + 2p_d M^y \frac{\partial^2 M^z}{\partial z^2}, \\ \frac{dM^y}{dt} &= -(1 + 6Sp_d)M^x - Sp_d \frac{\partial^2 M^x}{\partial z^2} + \\ &\quad + 6p_d(M_0 - M^z)M^x + p_d(M_0 - M^z) \frac{\partial^2 M^x}{\partial z^2} - 2p_d M^x \frac{\partial^2 M^z}{\partial z^2}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где p_d – малый параметр, равный отношению характерной дипольной энергии к зеемановской. Компонента M^z определяется из условия сохранения полной намагниченности [4]:

$$\begin{aligned} (M^x)^2 + (M^y)^2 + (M_0 - M^z)^2 &= M_0^2 = \text{const}, \\ M^z &\approx -\frac{(M^x)^2 + (M^y)^2}{2M_0}. \end{aligned} \quad (2)$$

Исследование полученной нелинейной системы осуществляется с применением метода многих масштабов посредством разложения времени и координаты по малому параметру – интенсивности дипольного взаимодействия p_d :

$$\begin{aligned} M^\delta &= \sum_{n=0}^2 p_d M_n^\delta(T_0, T_1, T_2, z_0, z_1, z_2) + O(p_d^3), \\ T_n &= p_d^n t, \quad z_n = p_d^n z, \\ \frac{d}{dt} &= \sum_n p_d^n \frac{\partial}{\partial T_n}, \quad \frac{d}{dz} = \sum_n p_d^n \frac{\partial}{\partial z_n}. \end{aligned} \quad (3)$$

В нулевом порядке разложения уравнения сводятся к простейшим линейным уравнениям прецессии намагниченности во внешнем поле. Полностью исключается эффект дипольного взаимодействия, и решение описывает однородную ларморовскую прецессию магнитных моментов вокруг направления поля. В первом порядке разложения существует решение в виде бегущих вдоль цепочки волн намагниченности с нелинейной дисперсией (рис. 1):

$$M^x = e^{i(q_n z_n - \omega_n T_n)} u(z_n - VT_n), \quad M^y = ie^{i(q_n z_n - \omega_n T_n)} v(z_n - VT_n), \quad (4)$$

$$\omega_1 = (6S - Sq_0^2 - 6M_0 + M_0 q_0^2), \quad V_1 = 2q_0(S - M_0).$$

где q_0 обозначает волновой вектор, измеренный в единицах обратной постоянной решётки. В последующих порядках разложения вводятся величины $q_n = p_d^n q_0$, ω_n – характерная частота, измеряемая в единицах ларморовской, V – скорость распространения огибающей. Предполагается также, что амплитуды M^x , M^y не равны друг другу, что в общем случае определяется анизотропией взаимодействия.

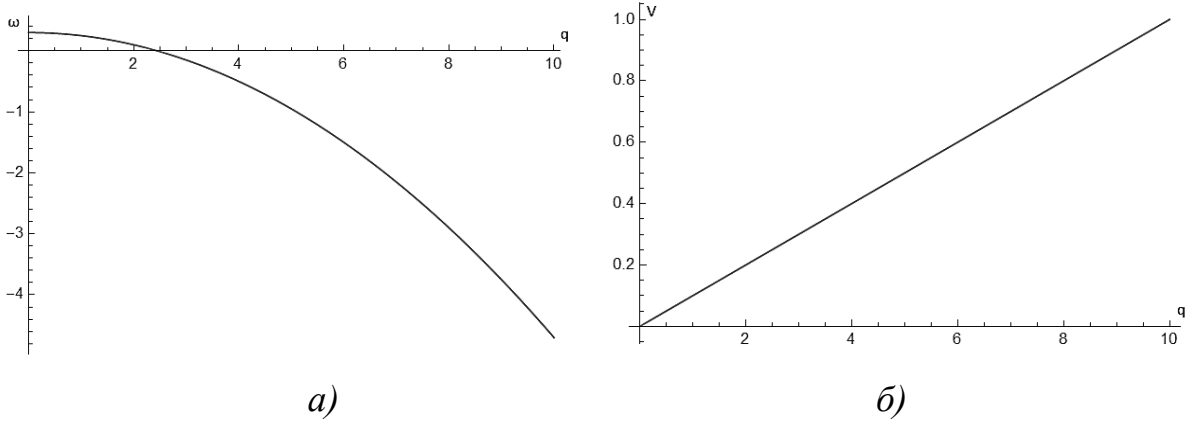


Рис. 1. Дисперсионное соотношение (а) и скорость (б) бегущих волн намагниченности в первом порядке разложения

Во втором и третьем порядках разложения в линейном приближении также существуют решения в виде бегущих волн, соответствующие им дисперсионные соотношения показаны на рис. 2. Во всех случаях скорость распространения огибающей волн линейно зависит от волнового числа:

$$\omega_2 = 2q_1(S - M_0), \quad V_2 = 2q_1(S - M_0), \quad (5)$$

$$\omega_3 = (S - M_0)q_1^2 + 2(S - M_0)q_0q_2, \quad V_3 = 2q_1(S - M_0).$$

В третьем порядке разложения учёт вклада нелинейных слагаемых приводит к системе уравнений для амплитуды компонент намагниченности:

$$\omega u - (S - M_0)(q_1^2 - 2q_0q_2)v + \frac{3q_1^2 + 2q_0q_2}{2M_0}(|u|^2 + |v|^2)v = 0, \quad (6)$$

$$\omega v - (S - M_0)(q_1^2 - 2q_0q_2)u + \frac{3q_1^2 + 2q_0q_2}{2M_0}(|u|^2 + |v|^2)u = 0,$$

симметричной относительно замены $u \rightleftharpoons v$. Это означает равенство амплитуды поперечных компонент намагниченности в рамках исследуемой постановки задачи с ориентацией внешнего поля вдоль цепочки атомов. Решение системы (6) позволяет найти амплитуду бегущих волн и указать область существования таких решений (рис. 3):

$$u = v = \sqrt{M_0 \frac{2(M_0 - S)q_0 q_2 - (M_0 - S)q_1^2 - \omega}{3q_1^2 + 2q_0 q_2}}. \quad (7)$$

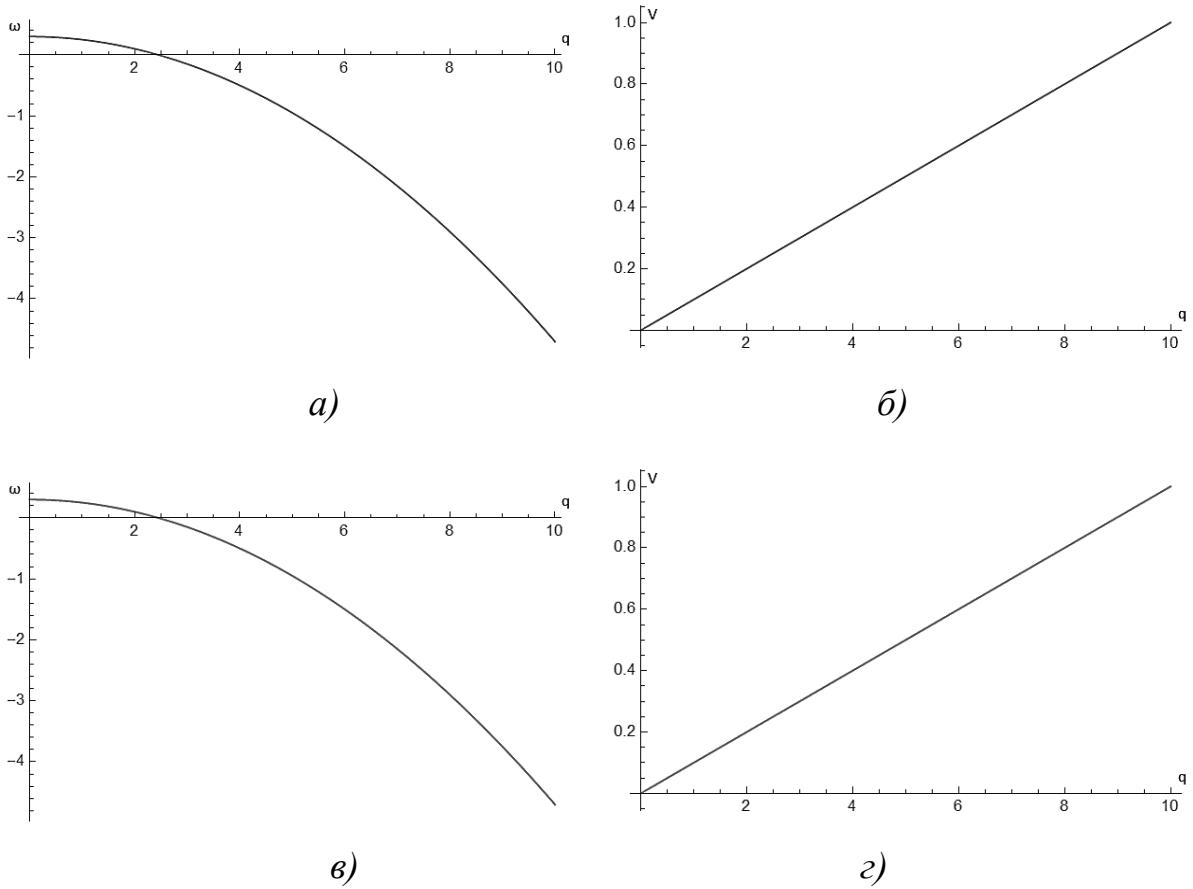


Рис. 2. Дисперсионное соотношение и скорость бегущих волн намагниченности во втором (а, б) и третьем (в, г) порядке разложения

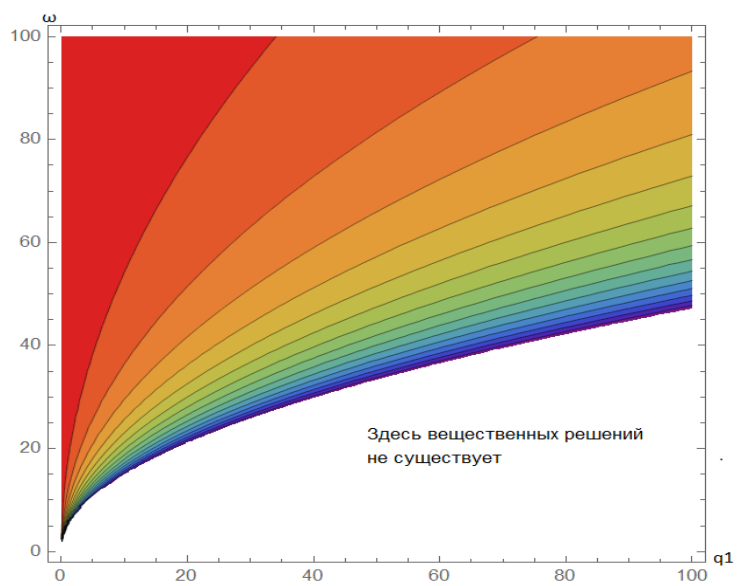


Рис. 4. Область реализации нелинейных бегущих волн в третьем порядке разложения

Тем не менее, амплитуда волн всегда остаётся пространственно-однородной. При ориентации магнитного поля вдоль цепочки атомов солитонные решения для динамики намагниченности не реализуются. Следует ожидать их появления в случае, когда цепочка и магнитное поле располагаются под углом, в частности – ортогонально друг другу.

Исследование выполнено при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект МК-1422.2020.2).

Список литературы

1. Никитов С. А., Калябин Д. В., Лисенков И. В. и др. Магноника — новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // Успехи физических наук. 2015. Т. 185. № 10. С. 1099–1128.
2. Вонсовский С. В. Магнетизм. М: Наука, 1971. 1032 с.
3. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. 448 с.
4. Гиоргадзе Н. П., Хомерики Р. Р. Слабонелинейные волны намагниченности в ядерных спиновых системах с диполь-дипольным взаимодействием // Физика твердого тела. 1995. Т. 37. № 4. С. 929–935.
5. Giorgadze N. P., Khomeriki R. R. Solitons of magnetization in magnetic media with a “simple spiral” structure // Physica B. 1998. Vol. 252. P. 274–285.
6. Giorgadze N., Khomeriki R. Dipolar magnetic envelope solitons // Journal of Low Temperature Physics. 1999. Vol. 116 (5–6). P. 381–392.
7. Циберкин К. Б. Нелинейные волны и солитоны намагниченности в парамагнетике с дипольным взаимодействием // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2018. Т. 154. Вып. 6 (12). С. 1151–1159.
8. Найфэ А. Х. Методы возмущений. М.: Мир, 1976. 454 с.

ПРОИЗВОДСТВО ЭНТРОПИИ КАК ИНТЕГРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Т. В. Демина^а, В. А. Демин^{а,б}

^аПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^бПермский национальный исследовательский политехнический университет,
614990, Пермь, Комсомольский проспект, 29

Выполнен расчет производства энтропии в ходе перестроения стационарных конвективных движений в наклонном слое жидкости при подогреве снизу. Проведено сравнение этой интегральной характеристики с числом Нуссельта. В отличие от числа Нуссельта продемонстрирована монотонность производства энтропии в зависимости от надкритичности.

Ключевые слова: производство энтропии; тепловая конвекция

ENTROPY PRODUCTION AS INTEGRAL CHARACTERISTIC OF CONVECTIVE FLOWS

T. V. Demina^а, V. A. Demin^{а,б}

^аPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^бPerm National Research Polytechnic University,
Komsomolsky Pr., 29, 614990, Perm

The calculation of entropy production has been carried out during the reorganization of different steady convective regimes in an inclined fluid layer heated from below. The comparison of this integral characteristic with Nusselt number is fulfilled. In contrast to the Nusselt number, the entropy production demonstrates the monotonous behaviour in dependence on supercriticality.

Keywords: entropy production; thermal convection

1. Введение

Вариационные принципы в механике волнуют умы ученых с самого начала зарождения физики как науки. Исторически одной из первых формулировок в отношении подобных закономерностей был принцип Ферма. Этот принцип гласит, что действительный путь распространения света из одной точки в другую представляет собой такой путь, для прохождения которого свету требуется минимальное время по сравнению с любыми другими геометрически возможными траекториями между теми же точками [1]. Несмотря на то, что данный принцип был направлен на объяснение движения в пространстве световых лучей, его сразу попытались перенести на механические системы. В ходе обобщения законов механики эти многолетние исследования вылились в формулировку принципа наименьшего действия. Согласно принципу наименьшего действия механическая система движется

так, что для рассматриваемого класса сравнимых друг с другом перемещений осуществляется такое, для которого действие минимально [1].

Однако движение большого числа физических систем часто выходит за рамки механики. Удивительно, но к их числу принадлежат, казалось бы, вполне обыденные конвективные системы, так как их движение регулируется тепловыми потоками. Несмотря на то, что само движение конвективной системы описывается с помощью законов механики сплошных сред, т.е. путем применения уравнения Навье – Стокса и закона сохранения массы, тем не менее, указанные уравнения не образуют замкнутую систему и к ним необходимо добавить уравнение переноса тепла, которое позволяет рассчитать распределение температуры в объеме. Иными словами, любой конвектирующий объем жидкости представляет собой открытую неравновесную термодинамическую систему.

Термодинамические системы тоже подчиняются основополагающим физическим закономерностям. Они формулируются в виде первого и второго законов термодинамики. Первый из них фактически представляет собой обобщение закона сохранения энергии на случай термодинамических систем. Второе начало выражает собой еще одно фундаментальное свойство термодинамических систем – необратимость процесса передачи теплоты. По одной из формулировок второе начало термодинамики гласит, что в замкнутой, т.е. изолированной в тепловом и механическом отношении системе, энтропия либо остается неизменной (при протекании в системе обратимых равновесных процессов), либо возрастает (в случае протекания неравновесных процессов) и в состоянии равновесия достигает максимума [1]. Эта формулировка основывается на понятии энтропии. Согласно еще одной эквивалентной формулировке невозможен переход теплоты от более холодного тела к более горячему без каких-либо других изменений в системе или окружающей среде (Клаузиус).

Если рассматривать открытые неравновесные системы, то по аналогии с законом возрастания энтропии, следует ожидать, что из множества эволюционных процессов будет реализовано то, которому соответствует экстремальное значение производства энтропии. Данный вопрос активно обсуждается последние несколько десятилетий в рамках неравновесной термодинамики [2–4]. Однако, многочисленные попытки однозначно сформулировать закон на основе базовых теоретических принципов приводят к разночтениям в интерпретации и иногда не подтверждаются конкретными задачами и опытами. Иными словами, остается нерешенным вопрос будет ли эволюция физической системы соответствовать максимуму или минимуму производства энтропии, что оставляет некоторую двойственность при оценке получаемых результатов.

2. Постановка задачи

Рассмотрим плоский наклонный слой жидкости с твердыми идеально теплопроводными границами, подвергающийся высокочастотным вибраци-

ям. Систему координат выберем так, чтобы ось z была направлена вдоль, а ось x – поперек слоя (рис. 1). Слой наклонен под произвольным углом α к вертикали, в результате чего единичный вектор $\vec{\gamma}$, ориентированный вертикально вверх, имеет следующие координаты $\vec{\gamma} = (-\sin\alpha, 0, \cos\alpha)$.

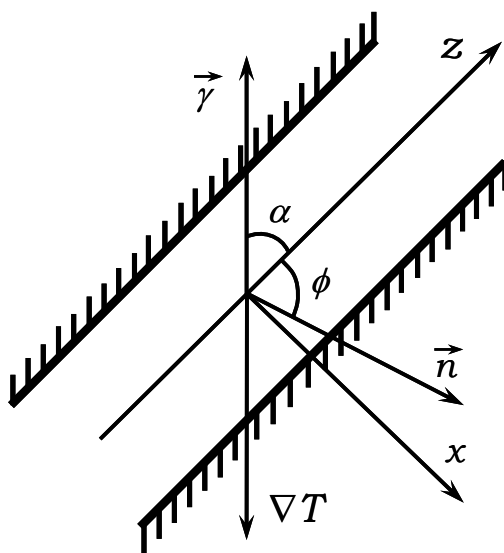


Рис. 1. Наклонный слой жидкости

Пусть полость подвергается высокочастотным вибрациям с круговой частотой Ω и малой амплитудой b вдоль единичного вектора $\vec{n} = (n_x, 0, n_z)$; ϕ – угол между вектором \vec{n} и осью z .

3. Уравнения термовибрационной конвекции

Исследование конвективных течений при воздействии вибраций и их перестройку с ростом надкритичности будем производить на основе классических уравнений термовибрационной конвекции в приближении Зеньковской и Симоненко [5]. В безразмерной форме они имеют вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla p + \Delta \vec{v} + \text{Ra} T \vec{\gamma} + \text{Ra}_v (\vec{w} \nabla) (T \vec{n} - \vec{w}), \quad \text{div} \vec{v} = 0, \quad (1)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) T = \Delta T, \quad \text{rot} \vec{w} = \nabla T \times \vec{n}, \quad \text{div} \vec{w} = 0. \quad (2)$$

Здесь \vec{v} , T и p – осредненные поля скорости, температуры и давления, медленно меняющиеся со временем; \vec{w} – соленоидальная часть векторного поля $T \vec{n}$, которая имеет смысл амплитуды пульсационной компоненты скорости. Единичный вектор $\vec{\gamma}$, направленный вертикально вверх, задается в системе координат, жестко связанной со слоем.

В уравнения (1), (2) входят три безразмерных параметра: число Рэлея, вибрационный аналог числа Рэлея [5, 6] и число Прандтля, имеющие вид:

$$Ra = \frac{g \beta A d^4}{\nu \chi}, \quad Ra_v = \frac{(\beta \Omega b A d^2)^2}{2 \nu \chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}. \quad (3)$$

Еще одним параметром в задаче является угол наклона слоя α . Уравнения (1), (2) были обезразмерены с использованием следующих единиц: в качестве длины взята полутолщина слоя d , времени – d^2/ν , скорости – χ/d , давления – $\rho \nu \chi/d^2$, температуры $A d$, где A – характерный градиент температуры. Система (1), (2) дополняется граничными условиями. Краевые условия на осредненную скорость соответствуют условиям прилипания ($x = \pm 1$: $\bar{v} = 0$), в то время как на амплитуду пульсационной компоненты скорости можно наложить лишь условие непротекания ($x = \pm 1$: $w_n = 0$). Границы слоя предполагаются идеально теплопроводными, в результате условия на температуру, соответствующие подогреву снизу, имеют вид

$$T(\pm 1, z, t) = -z \cos \alpha \pm \sin \alpha, \quad (4)$$

$$T(x, \pm 10, t) = x \sin \alpha \mp 10 \cos \alpha. \quad (5)$$

Из анализа экспериментальных работ, посвященных подобным конвективным системам, следует, что в них зачастую может быть реализовано достаточно большое разнообразие многовихревых стационарных течений. Форма результирующего течения зависит от ряда факторов: геометрии полости, значений управляющих параметров, начальных возмущений, граничных условий и т.д. Реализация конкретного течения сильно осложняется тем, что указанные факторы могут приводить к образованию гистерезисных областей, в которых при одном и том же наборе внешних параметров возможно установление разных типов движений. При этом каждое из реализующихся состояний в определенном смысле должно быть устойчиво и иметь свою область притяжения. Наклонный слой жидкости – одна из таких конвективных систем.

В качестве количественной характеристики конкретного течения удобно использовать различные интегральные величины, такие как число Нуссельта или его более общую форму – производство энтропии. В эксперименте число Нуссельта служит характеристикой, по которой отслеживается изменение конвективного режима в системе. Так, переход от равновесия к тепловой конвекции определяется по излому на графике зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея. Этот прием у экспериментаторов называется методом Шмидта – Мильвертона. В отличие от числа Нуссельта производство энтропии служит интегральной и фактически неизмеримой мерой интенсивности диссипативных процессов при заданной надкритичности. Данную характеристику предпочтительно использовать для возможного установления вариационного принципа, которому по идее должна подчиняться рассматриваемая система. Для вычисления производства энтропии будем использовать формулу, которая вытекает из общих соображений. В безразмерной форме она такова

$$\dot{S} = \frac{1}{\text{EcPr}} \left(\int_V \left(\frac{\nabla T}{T} \right)^2 dV + \oint_F \frac{\nabla T}{T} d\vec{F} \right). \quad (6)$$

Здесь $d\vec{F}$ – элемент площади, вектор внешней нормали, T – абсолютная температура в безразмерной форме (за единицу выбирается разность температур между длинными границами слоя, когда он находится в горизонтальном положении). В ходе движения поле температуры имеет смысл разбивать на три части, выделяя константу, определяющую начало отсчета для температуры, линейную часть и так называемую конвективную добавку

$$T = \tilde{T} + x \sin \alpha + z \cos \alpha + \mathcal{G}(x, z, t),$$

$\tilde{T} = \tilde{T}_0 / \Theta$; $\tilde{T}_0 = 293 \text{ K}$ (в качестве точки отсчета для равновесного распределения возьмем комнатную температуру), $\mathcal{G}(x, z, t)$ – локальное отклонение температуры от равновесного линейного распределения; Ec – это число Эккерта, которое в принятых единицах измерения равно $\text{Ec} = \chi^2 / c_p d^2 \Theta$.

При масштабировании энтропии было взято за единицу $\chi^2 / \Theta d^2$, в определении Θ – разность температур, c_p – теплоемкость при постоянном давлении. Из-за крайне малого значения числа Эккерта вязким диссипативным вкладом в производство энтропии пренебрегается. Первое слагаемое в формуле (6) имеет смысл объемного производства энтропии «подсистемы», т.е. той части системы, которая находится между тепловыми резервуарами, второе слагаемое – это «резервуарный» вклад, характеризующий поток энтропии через границы открытой системы. Очевидно, что производство энтропии подсистемы будет всегда давать положительный вклад, в то время как для термодинамически открытой системы, резервуарный вклад в производство энтропии может быть как отрицательным, так и положительным. Легко убедиться, что в случае механического равновесия, когда поле температуры будет характеризоваться только линейным распределением вдоль вертикального направления, вклад подсистемы в производство энтропии равен

$$\begin{aligned} \dot{S}_V = -\dot{S}_F &= \frac{1}{\text{EcPr}} \int_V \left(\frac{\nabla T}{T} \right)^2 dV = \\ &= \frac{-2L}{\text{EcPr} \cdot \sin 2\alpha} \ln \left| \frac{(2\bar{T} + d \sin \alpha + H \cos \alpha)(2\bar{T} - d \sin \alpha - H \cos \alpha)}{(2\bar{T} - d \sin \alpha + H \cos \alpha)(2\bar{T} + d \sin \alpha - H \cos \alpha)} \right|, \end{aligned}$$

т.е. с точностью до знака равен вкладу со стороны границ.

Таким образом, в состоянии механического равновесия полное производство энтропии $\dot{S} = \dot{S}_V + \dot{S}_F$ обращается в ноль. В свою очередь, при превышении порогового значения числа Рэлея неизбежно происходит развитие неустойчивости и разрушение механического равновесия с последующим

формированием различных конвективных режимов, которые будут давать дополнительные как положительные, так и отрицательные вклады в производство энтропии. Каждый режим будет характеризоваться своим значением производства энтропии системы. Представляется, что данная характеристика является более информативной при анализе конкуренции неоднородных по температуре гидродинамических течений, нежели число Нуссельта, так как может рассматриваться как «параметр усложнения» для конвективных режимов.

Устойчивость механического квазиравновесия подогреваемого снизу наклонного слоя жидкости с твердыми идеально теплопроводными границами, подвергающегося действию вертикальных и поперечных слою высокочастотных вибраций в линейной постановке была исследована в работе [6]. Показана в целом стабилизирующая роль таких вибраций на устойчивость квазиравновесия в случае бесконечно протяженного вдоль оси z наклонного слоя. Однако, с экспериментальной точки зрения более интересен случай замкнутого слоя. Результаты расчетов надкритических конвективных движений в замкнутом плоском наклонном слое при действии поперечных высокочастотных вибраций показывают, что «замыкание» полости приводит к возникновению новых эффектов, наличие которых при определенных условиях сильно видоизменяет картину конвективных течений.

Задавая в полости некоторое распределение полей скорости и температуры, будем следить при помощи уравнений и граничных условий за эволюцией начального состояния, используя метод конечных разностей [7]. Значения параметров Ra и Ra_v выбирались так, чтобы существовал предельный стационарный режим. Колебательные течения в данной работе не рассматривались. Для простоты число Прандтля в расчетах имело модельное значение $Pr = 1$, что приблизительно соответствует воздуху. Число Эккерта и разность температур вычислялись через задаваемое число Рэлея для значений физических параметров воздуха.

Из рис. 2 видно, что число Нуссельта (как и максимум функции тока) ведет себя немонотонно и в зависимости от режима может как возрастать, так и убывать. Тогда как производство энтропии, представляющее собой интегральную меру диссипативных процессов в системе, монотонно убывает с ростом надкритичности. Таким образом, производство энтропии может служить количественной характеристикой усложнения конвективных режимов, которая отражает факт неизменного увеличения термодинамических потоков и сил с ростом надкритичности.

4. Заключение

Проведен расчет надкритических движений в наклонном слое жидкости при равномерном подогреве снизу и действии в общем случае высокочастотных вибраций. При анализе перестройки стационарных осредненных конвективных течений использовалась характеристика, представляющая собой полное производство энтропии. Показано, что этот параметр позволяет

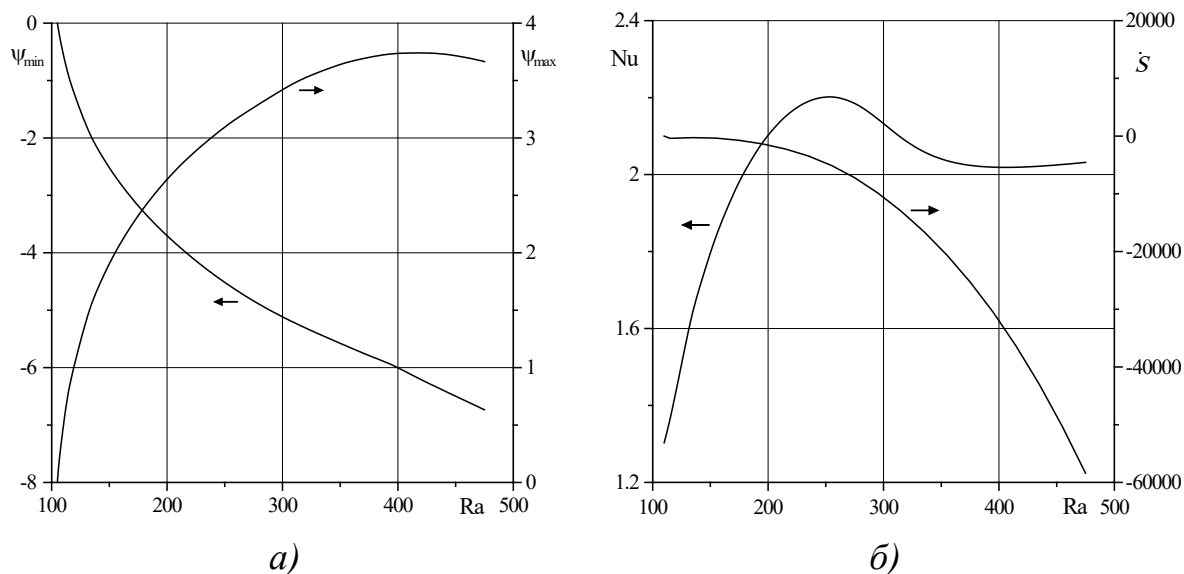


Рис. 2. Локальные и интегральные характеристики течения: а) максимум и минимум функции тока; б) производство энтропии и число Нуссельта в зависимости от числа Рэлея

интегрально описывать интенсивность диссипативных процессов в конвективной системе. Показано, что в отличие от зависимостей максимума функции тока и числа Нуссельта производство энтропии, как функция надкритичности, гладко меняется при усложнении течения.

Список литературы

1. Советский энциклопедический словарь // М.: Изд-во «Советская энциклопедия». / Под ред. акад. А. М. Прохорова. 1983. 1600 с.
2. Attard P. Non-equilibrium Thermodynamics and Statistical Mechanics: Foundations and Applications. Oxford University Press. 2012. 480 p.
3. Демин В. А., Петухов М. И. О влиянии зависимости вязкости от температуры на стационарные конвективные течения в ячейке Хеле – Шоу // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия «Математика. Механика. Физика». 2017. Т. 9. № 2. С. 47–54.
4. Мартюшев Л. М., Селезнев В. Д. Принцип максимума производства энтропии в физике и смежных областях. Екатеринбург: УГТУ–УПИ, 2006. 83 с.
5. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Известия Академии наук СССР. Механика жидкости и газа. 1966. № 5. С. 51–55.
6. Демин В. А. Вибрационная конвекция в наклонном слое жидкости при подогреве снизу // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2005. № 6. С. 38–48.
7. Тарунин Е. Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркутского ун-та, 1990. 225 с.

ДИНАМИКА ЗАКРЫТИЯ ОКНА В ПЛЕНКЕ НЕРАСТВОРИМОГО СУРФАКТАНТА НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

В. А. Демин^а, М. И. Петухов^а, А. В. Шмыров^б, А. И. Шмырова^б

^аПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^бИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Рассмотрена динамика пленки нерастворимого сурфактанта на свободной поверхности жидкости в прямоугольной полости. Вдоль пленки задавался неоднородный нагрев в виде линейной зависимости теплового потока от координаты. При учете температурной неоднородности поверхностного натяжения это приводило к возникновению течения, смещающего пленку в холодную часть полости и образованию точки стагнации, разделяющей поверхность на два участка: свободный и закрытый пленкой. После выхода системы на стационарный режим нагрев поверхности отключался, и точка стагнации начинала смещаться обратно. Результаты численного моделирования продемонстрировали нелинейный характер ее движения, а именно, после быстрого разгона точка стагнации сначала немного тормозится за счет противодействия объемного течения. После этого пленка резко закрывает оставшуюся часть поверхности.

Ключевые слова: межфазная поверхность; нерастворимый сурфактант; динамика пленки

CLOSING DYNAMICS OF A WINDOW IN THE FILM OF INSOLUBLE SURFACTANT ON THE LIQUID SURFACE

V. A. Demin^a, M. I. Petukhov^a, A. V. Schmyrov^b, A. I. Schmyrova^b

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

The dynamics of the film of insoluble surfactant covering free surface of the liquid in a rectangular cavity has been considered theoretically. Non-uniform heating in the form of linear heat flux in dependence on coordinate has been established along the surface. Because of consideration of the temperature inhomogeneity of surface tension, the thermocapillary force moves the film in the cold area of the cavity and the stagnant point is established, which divides the surface on two parts: free and covered by surfactant. After the setting of a steady state, the regime of heating was switched off and the stagnant point began to move back. The results of direct numerical simulation show that this movement has nonlinear character. Namely, after the fast acceleration the stagnant point slows down slightly because of counteraction of volume flow in the corner of the cavity. Then it sharply covers the left part of the surface.

Keywords: interfacial boundary; insoluble surfactant; film dynamics

1. Введение

Исследование процессов, в которых течение взаимодействует с пленкой поверхностно-активного вещества, представляется весьма актуальным на сегодняшний день. Особую важность имеют задачи, связанные с динамикой

кой перераспределения сурфактанта вдоль межфазной поверхности. Несмотря на то, что в простейших постановках исследование таких систем было проведено достаточно давно [1], в настоящее время развитие вычислительных технологий позволяет рассматривать все более сложные задачи, решение которых зачастую демонстрирует дополнительные особенности поведения, включая сложную динамику межфазных поверхностей.

Проблема, рассматриваемая в данной статье, представляет собой продолжение работ [2, 3], где рассматривалась изначально однородная пленка нерастворимого сурфактанта, расположенная на поверхности жидкости в ячейке Хеле – Шоу. Вдоль межфазной поверхности задавался неоднородный нагрев, представляющий собой линейную зависимость теплового потока от координаты. Вследствие этого, на поверхности возникало термокапиллярное течение, которое смещало пленку в холодную часть поверхности. В определенный момент концентрационно-капиллярная сила останавливала сжатие пленки, и приводила систему в равновесие. При определенных значениях параметров поверхность разделялась на две области: полностью очищенную за счет интенсивного течения и закрытую пленкой ПАВ. Эти области разделяет точка стагнации. В обсуждаемых работах [2, 3] показано, что в зависимости от интенсивности нагрева точка стагнации сильно отклоняется от теоретического закона, предсказанного ранее в работе [4].

Дальнейшее экспериментальное исследование данной системы продемонстрировало особенность в поведении точки стагнации в процессе затягивания поверхности пленкой после отключения нагрева, а именно, изначально двигаясь с относительно умеренной скоростью, вблизи стенки она сначала слегка замедлялась, а затем резко ускорялась. Объяснение этого эффекта предложено в данной работе.

2. Постановка задачи и основные уравнения

В работе рассматривается жидкость, заполняющая прямоугольную полость, верхняя граница которой является свободной (рис. 1). На поверхности расположена изначально однородная пленка нерастворимого сурфактанта. Сверху осуществляется неоднородный бесконтактный нагрев поверхности.

Для описания конвективных течений в полости будем использовать классическую систему дифференциальных уравнений в частных производных для несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + \text{Ra} T \mathbf{y},$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T = \Delta T, \quad \text{div} \mathbf{v} = 0,$$

где \mathbf{v} , p , T – безразмерные поля скорости, давления и температуры.

Распределение концентрации нерастворимого сурфактанта в зависимости от времени будем описывать уравнением:

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} \nabla^s (\mathbf{v} \Gamma) = \frac{1}{\text{Sc}_s} \Delta^s \Gamma,$$

где Γ – поле поверхностной концентрации. Индекс s у операторов обозначает дифференцирование по координатам свободной поверхности.

За единицы измерения расстояния, времени, скорости, температуры, давления и поверхностной концентрации брались следующие величины: L , L^2/ν , χ/L , Θ , $\rho\nu\chi/L^2$, Γ^* . Здесь ν , χ – коэффициенты кинематической вязкости, и температуропроводности, ρ – средняя плотность жидкости, Θ – характерная разность температур на верхней горизонтальной границе, при которой появляется участок поверхности. Величина Γ^* определяет значение поверхностной концентрации, при котором совершается фазовый переход из газообразного состояния в жидкорасширенное.

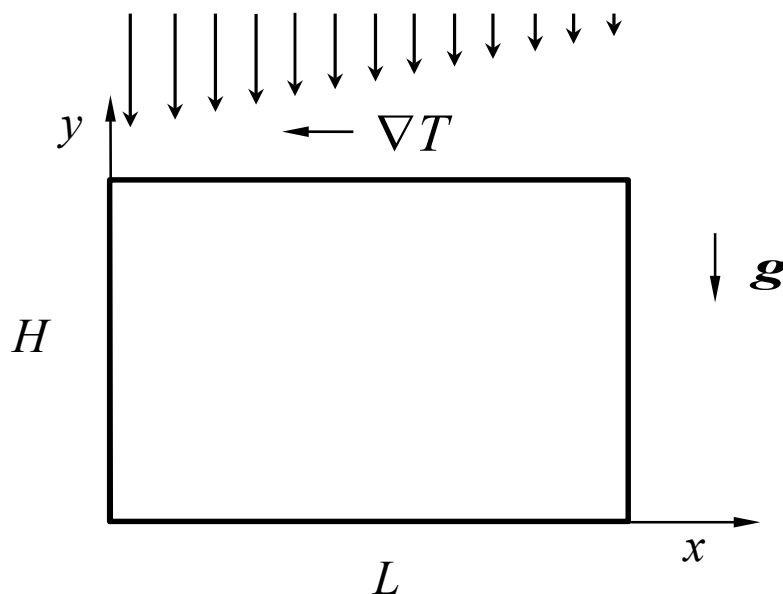


Рис. 1. Геометрия задачи. Система координат

Безразмерные управляющие параметры задачи задаются следующим образом:

$$\text{Ra} = \frac{g\beta\Theta L^3}{\nu\chi}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}, \quad \text{Sc}_s = \frac{\nu}{D_s}.$$

Здесь Ra и Pr – соответственно, безразмерные числа Рэлея и Прандтля, Sc_s – поверхностное число Шмидта; β – коэффициент температурного увеличения плотности, g – величина ускорения свободного падения, D_s – коэффициент поверхностной диффузии.

Баланс касательных напряжений учитывался в качестве граничного условия на свободной поверхности при $y = H$:

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = -\text{Ma}_T \frac{\partial T}{\partial x} - \text{Ma}_\Gamma f(\Gamma) \frac{\partial \Gamma}{\partial x}, \quad f(\Gamma) = 1 + k \left(1 + \text{erf} \left[\delta \left(\Gamma / \Gamma^* - 1 \right) \right] \right),$$

где Ma_T , Ma_Γ – тепловое и концентрационное числа Марангони:

$$\text{Ma}_T = \frac{\sigma_T \Theta L}{\eta \chi}, \quad \text{Ma}_\Gamma = \frac{\sigma_\Gamma \Gamma^* L}{\eta \chi}.$$

Здесь σ_T , σ_Γ – соответственно, зависимости коэффициентов поверхностного натяжения от температуры и концентрации.

Известно, что олеиновая кислота, используемая в эксперименте, характеризуется значением $\Gamma^* = 0.38$. Параметр δ определяет ширину зоны, в которой происходит фазовый переход. Значения дополнительных параметров выбирались следующими: $k = 5$, $\delta = 20$. На границе полости ставится условие непроницаемости, поэтому

$$x = 0, L: \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial x} = 0.$$

Перед выходом данной системы на стационар температура задавалась при помощи непрерывного распределения теплового потока вдоль межфазной поверхности:

$$y = H: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(1 - \frac{x}{L} \right), \quad a = \frac{LA}{\kappa \Theta}.$$

После установления стационарного течения граничное условие на температуру сменялось на следующее:

$$y = H: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = a' (T - T_0), \quad a' = \frac{LA'}{\kappa}.$$

Тем самым производилось отключение нагрева. Здесь κ – коэффициент теплопроводности, A и A' – эмпирические коэффициенты с размерностью теплового потока, которые определяют условия нагрева и остывания. Безразмерные параметры a и a' выбирались равными 0.11 и $1.5 \cdot 10^{-6}$.

На твердых стенках граничные условия для скорости и температуры имеют вид:

$$y = 0: \quad T = T_0, \quad v = 0,$$

$$x = 0, L: \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad v = 0.$$

Данная задача решалась численно с помощью математического пакета Comsol Multiphysics. По причине громоздкости задачи в ходе многопроцессор-

ных высокопроизводительных вычислений использовались мощности суперкомпьютера Института механики сплошных сред УрО РАН “Тритон”.

3. Результаты расчетов

В расчетах был принят следующий набор параметров: $T_0 = 20^\circ \text{C}$, $L = 1$, $H = 0.5$, $\text{Pr} = 7$, $\text{Ra} = 6 \cdot 10^5$, $\text{Sc}_S = 800$, $\text{Ma}_T = 5 \cdot 10^4$, $\text{Ma}_\Gamma = 1 \cdot 10^4$. Программой генерировалась сетка с числом узлов 300:60, неравномерно сгущающаяся к горячему торцу. В ходе вычислений моделировалась ситуация, близкая к эксперименту: после начала нагрева поверхности на ней за счет термокапиллярного механизма возникает течение Марагони, которое смещает пленку сурфактанта в холодную часть полости. В тоже время, за счет нарастания концентрационных неоднородностей появляется действие концентрационно-капиллярного механизма, который стремится сбалансировать течение, действуя в противоположном направлении. После установления в системе равновесия на межфазной поверхности формируется два участка: свободный от сурфактанта и закрытый пленкой. Эти участки разделяются неподвижной точкой стагнации.

В дальнейшем (по достижении момента времени примерно 4000 с) происходит отключение нагрева. Из-за этого концентрационно-капиллярный механизм становится доминирующим, и пленка вытесняет свободный участок поверхности, стремясь полностью закрыть его. Как показывают расчеты, продвижение точки стагнации в этом процессе демонстрирует нелинейный характер (рис. 2). Если сначала она движется относительно равномерно, то вблизи твердой стенки полости, к моменту времени t_1 , начинается ее незначительное подтормаживание, связанное с присутствием в объеме остаточного течения, вызванного нагревом.

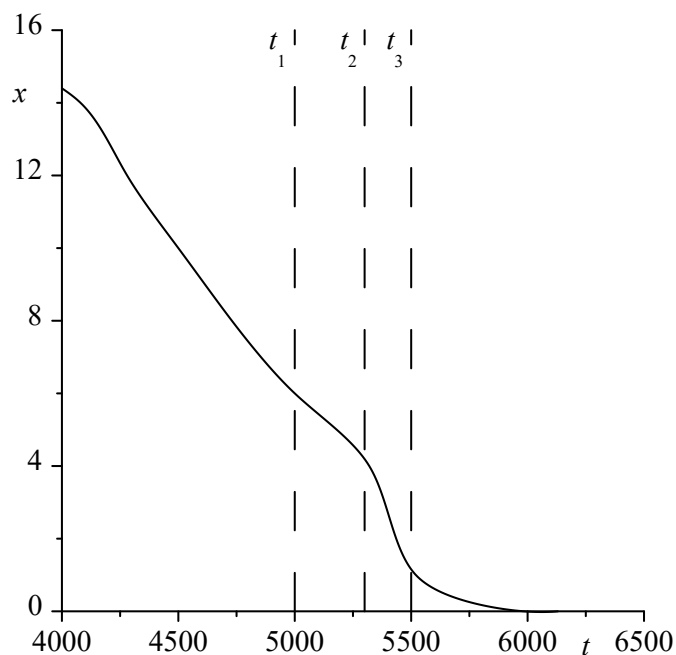


Рис. 2. Положение точки стагнации в зависимости от времени после отключения нагрева

Тем не менее, с течением времени данное движение полностью затухает, и точка стагнации беспрепятственно перемещается к стенке к моменту времени t_3 . Последний этап данного движения в интервале $[t_2, t_3]$ происходит относительно быстро, поскольку ему ничто не оказывает противодействия.

4. Заключение

Результаты расчетов показали, что при смене граничного условия точка стагнации из положения, занимаемого в стационарном режиме, смещается обратно нелинейным образом, а именно при приближении к стенке полости она сначала начинает замедляться, а потом резко закрывается. При этом вблизи точки стагнации происходит небольшое накопление ПАВ. Данный эффект качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями и связан с противодействием течения, развитым в объеме полости и замедляющим продвижение пленки. После уменьшения интенсивности объемного течения пленка беспрепятственно быстро закрывает всю свободную поверхность.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 19-71-00097.

Список литературы

1. *Sen A. K., Davis S. H.* Steady thermocapillary flows in two-dimensional slots // *Journal of Fluid Mechanics*. 1982. Vol. 121. P. 163–186.
2. *Shmyrov A. V., Mizev A. I., Demin V. A., Petukhov M. I., Bratsun D. A.* Phase transitions on partially contaminated surface under the influence of thermocapillary flow // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 877. P. 495–533.
3. *Shmyrov A., Mizev A., Demin V., Petukhov M., Bratsun D.* On the extent of surface stagnation produced jointly by insoluble surfactant and thermocapillary flow // *Advances in Colloid and Interface Science*. 2018. Vol. 255. P. 10–17.
4. *Carpenter B., Homsy G. M.* The effect of surface contamination on thermocapillary flow in a two-dimensional slot. Part 2. Partially contaminated interfaces // *Journal of Fluid Mechanics*. 1985. Vol. 155. P. 429–439.

КОЛЕБАНИЯ КАПЛИ НА НЕОДНОРОДНОЙ ПОДЛОЖКЕ С УЧЁТОМ ДВИЖЕНИЯ ЛИНИИ КОНТАКТА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ВИБРАЦИЙ

В. С. Колупаев

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучаются собственные и вынужденные колебания полусферической капли на твердой неоднородной подложке. Капля окружена несжимаемой жидкостью другой плотности. Скорость движения линии контакта пропорциональна отклонению краевого угла от равновесного значения. Подложка совершает поперечные колебания малой амплитуды.

Ключевые слова: полусферическая капля; капля на подложке; динамика линии контакта; собственные колебания; вынужденные колебания; неоднородная поверхность подложки

DROP OSCILLATIONS ON A HETEROGENEOUS SUBSTRATE TAKING INTO ACCOUNT THE MOTION OF THE CONTACT LINE UNDER THE AXISYMMETRIC VIBRATIONS

V. S. Kolupaev

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The natural and forced vibrations of a hemispherical drop on a solid inhomogeneous substrate are studied. The drop is surrounded by an incompressible fluid of a different density. The velocity of the contact line is proportional to the deviation of the contact angle from the equilibrium value. The substrate performs axisymmetrical vibrations of small amplitude.

Keywords: hemispherical drop; sessile drop; dynamics of contact line; natural oscillations; forced oscillations; heterogeneous surface of plate

Изучению поведения капель и пузырьков под действием внешних сил (вибрационной, акустической, электрической и т.д.) посвящено большое количество работ (см., например, [1–5]). Это вызвано не только фундаментальным интересом, но и нуждами технологических приложений. Такие силовые поля могут быть не только эффективным способом управления включениями, но и являться побочным эффектом работы технических установок.

При изучении динамики капли (пузырька) на подложке одной из важнейших проблем является движение линии контакта трех сред и изменение краевого угла. Для переменного краевого угла, т.е. при динамическом движении линии контакта, наиболее часто используется условие, примененное в [6] для изучения волн на поверхности жидкости между двумя вертикальными стенками. Указанное условие предполагает линейную связь между скоростью движения контактной линии и отклонением краевого угла от его

равновесного значения. Оно использовалось в большом количестве работ при исследовании поведения различных физических систем (см, например, [7–15]). Закрепленная линия контакта использовалась, например, в работах [16–18], а фиксированный краевой угол в [19, 20]. В работах [21–25] использовалось измененное эффективное граничное условие [6], допускающее описание пространственно-неоднородной поверхности подложки.

В данной работе исследуются собственные колебания капли несжимаемой жидкости с плотностью ρ_i^* на подложке (рис. 1). В равновесном состоянии капля имеет форму полусферы радиуса R^* с прямым краевым углом. Капля окружена несжимаемой жидкостью другой плотности ρ_e^* . Динамика линии контакта описывается условием [6]: скорость движения линии контакта прямо пропорциональна отклонению краевого угла от равновесного значения. Коэффициент пропорциональности Λ^* описывает силу взаимодействия линии контакта с подложкой. Будем рассматривать его как функцию координат согласно [21–25]. Будем рассматривать частный случай неоднородности: $\Lambda^*(\alpha) = \lambda^* |\sin(k \cos(\alpha))|$, где α – полярный угол, k – волновое число. Подложка совершает поперечные колебания по гармоническому закону $a^* \sin(\omega^* t^*)$, где a^* – амплитуда вибраций, ω^* – частота вибраций.

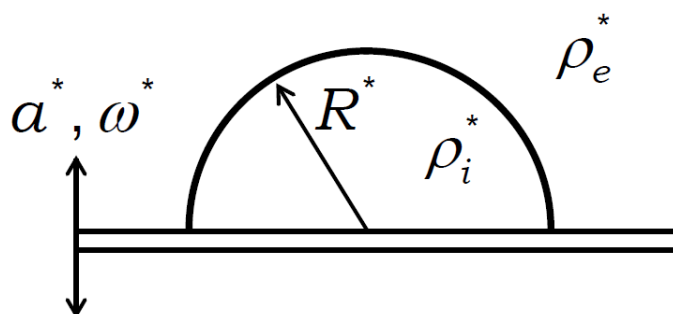


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассматриваются собственные и вынужденные колебания. Внешняя сила возбуждает осесимметричные колебания капли, но из-за неоднородности поверхности подложки, появляются четные азимутальные моды. В результате, основное внимание при исследовании собственных колебаний мы будем уделять именно чётным модам.

На рис. 2, 3 показаны основные гармоники двух первых четных мод для разных значений волнового числа k . Из представленных графиков следует, что k играет роль эффективного параметра смачивания: если оно мало, то линия контакта малоподвижна, что соответствует малым λ (рис. 2а, 3а). Значение частоты монотонно убывает с ростом λ , но при малых k су-

существует локальный максимум (рис. 2а). У декрементов затухания существует глобальный максимум (рис. 2б, 3б).

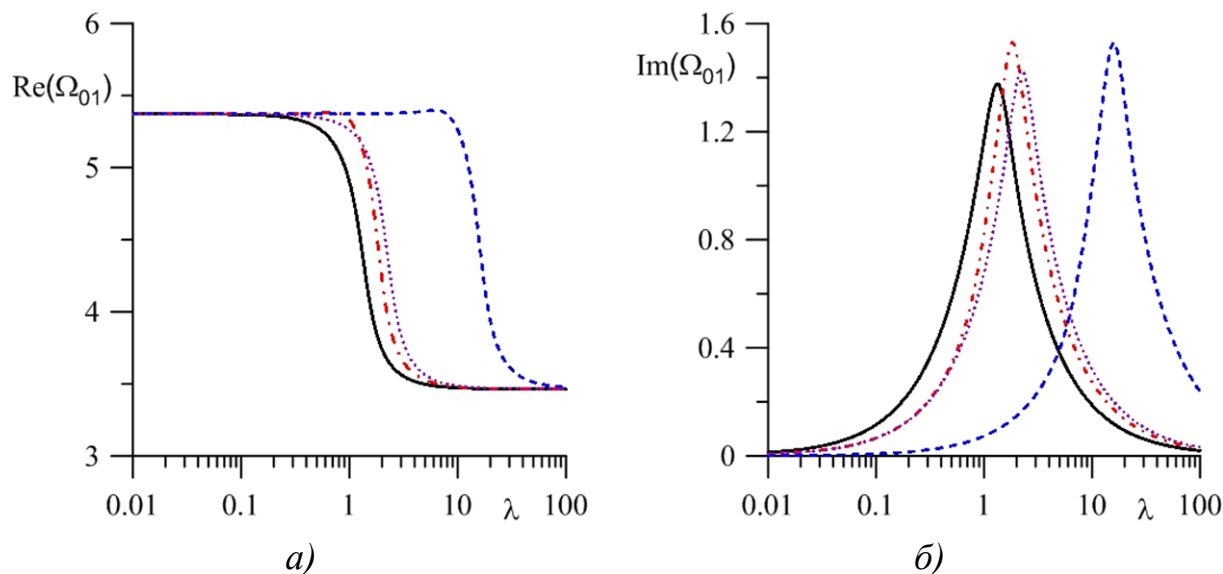


Рис. 2. Частота собственных колебаний (а) и декремент затухания (б) осесимметричной моды от параметра смачивания λ ($\rho_i = 0$).

$\Lambda = \lambda$ – сплошная линия, $k = 0.1$ – штриховая, $k = 1$ – пунктирная, $k = 10$ – штрих-пунктирная

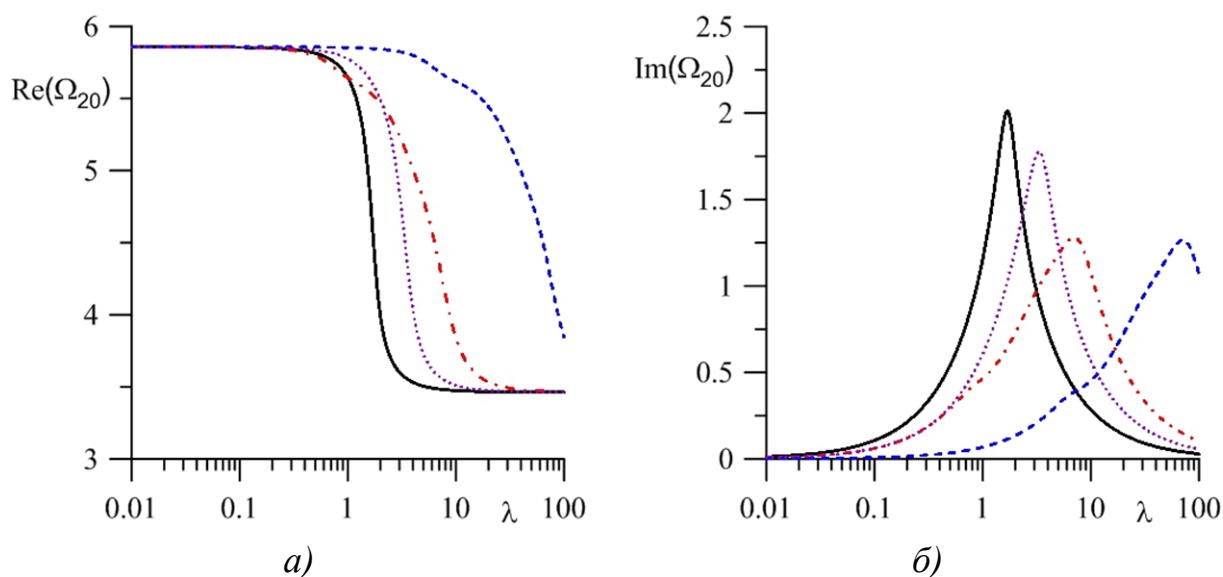


Рис. 3. Частота собственных колебаний (а) и декремент затухания (б) второй азимутальной моды от параметра смачивания λ ($\rho_i = 0$).

$\Lambda = \lambda$ – сплошная линия, $k = 0.1$ – штриховая, $k = 1$ – пунктирная, $k = 10$ – штрих-пунктирная

На рис. 4, 5 показаны амплитудно-частотные характеристики поверхности капли на линии контакта (рис. 4а, 5а) и в полюсе (рис. 4б, 5б). Для случая однородной подложки (рис. 4) кривые имеют резонансный вид, причем в предельных случаях $\lambda \rightarrow 0$ и $\lambda \rightarrow \infty$ амплитуда колебаний на резо-

нансной частоте бесконечна. При конечных значениях параметра смачивания за счет диссипации при движении контактной линии амплитуда колебаний остается ограниченной. При определенных значениях ω движение капли не зависит от параметра смачивания: при любых λ контактная линия остается неподвижной. Такие частоты называются "антирезонансными" и их значение может быть найдено при условии равенства амплитуды нулю.

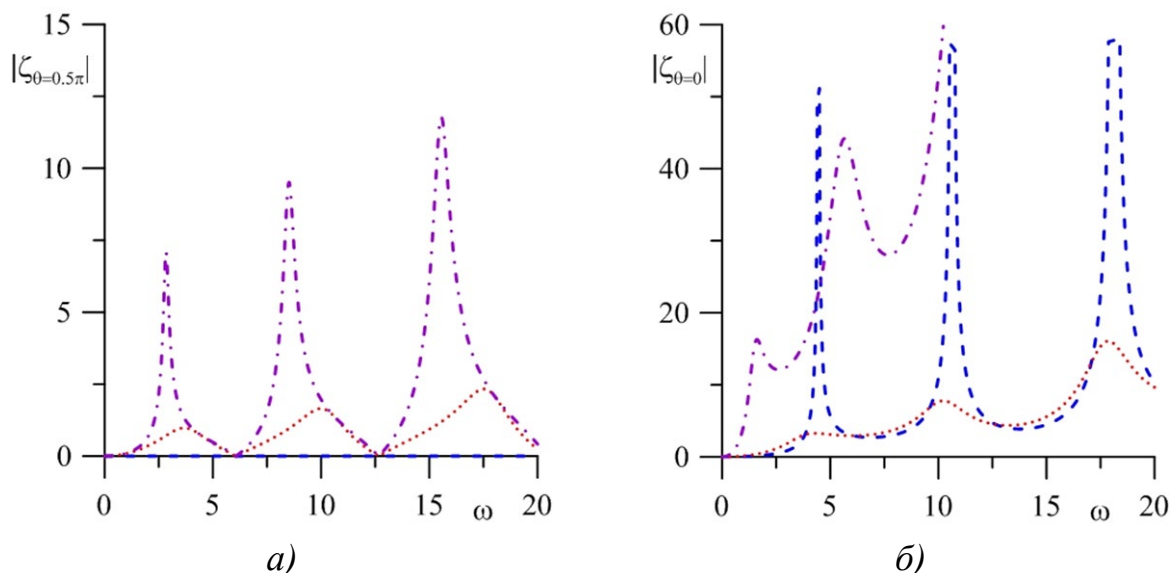


Рис. 4. Максимальное отклонение поверхности от равновесного значения на линии контакта (а) и в полюсе (б) от частоты вибраций ω для случая однородной подложки ($\rho_i = 1$, $\Lambda = \lambda$).

$\lambda = 0$ – штриховая, $\lambda = 1$ – пунктирная, $\lambda = 10$ – штрих-пунктирная

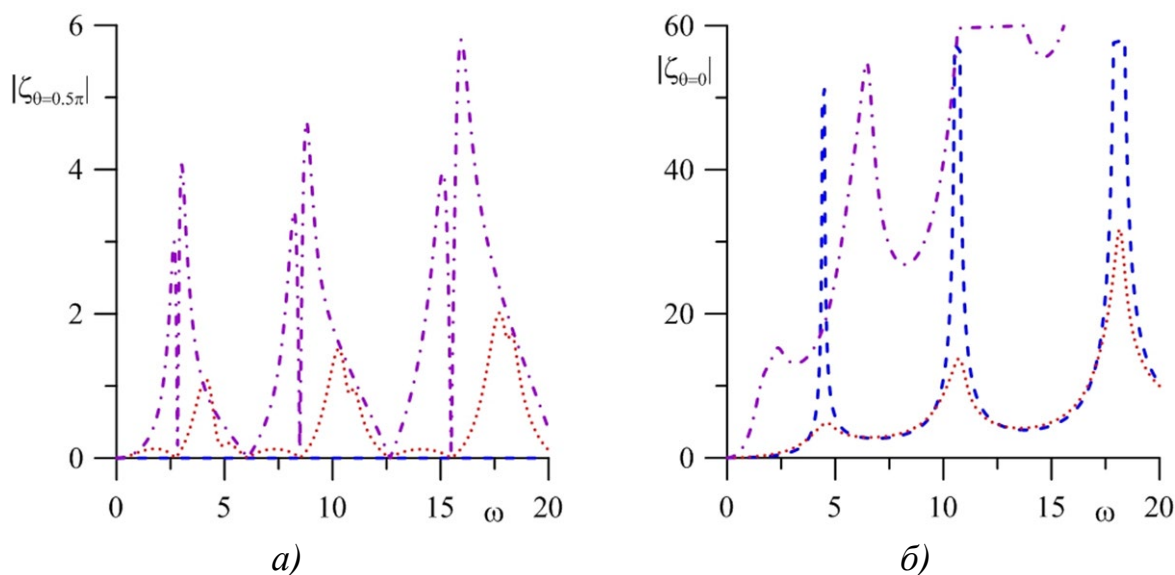


Рис. 5. Максимальное отклонение поверхности от равновесного значения на линии контакта (а) и в полюсе (б) от частоты вибраций ω для случая неоднородной подложки ($\rho_i = 1$, $k = 1$).

$\lambda = 0$ – штриховая, $\lambda = 1$ – пунктирная, $\lambda = 10$ – штрих-пунктирная

В случае неоднородной поверхности появляются дополнительные резонансные пики (рис. 5). Это связано с возбуждением азимутальных мод из-за неоднородности поверхности, т.е. возбуждается весь спектр четных мод по азимутальному углу, тогда как для однородных поверхностей возбуждается только осесимметричная мода. В результате, энергия из осесимметричной моды переходит в другие азимутальные моды. Это позволяет в экспериментальных работах определить неоднородность поверхностей и параметр Хокинга по наличию возбуждающихся азимутальных мод.

Список литературы

1. *Fayzrakhmanova I. S., Straube A. V.* Stick-slip dynamics of an oscillated sessile drop // *Physics of Fluids*. 2009. Vol. 21. 072104.
2. *Алабужев А. А., Любимов Д. В.* Влияние динамики контактной линии на колебания сжатой капли // *Прикладная механика и техническая физика*. 2012. Т.53. № 1. С. 1–12.
3. *Bostwick J. B., Steen P. H.* Stability of constrained capillary surfaces // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2015. Vol. 47. P. 539–568.
4. *Zenit R., Feng J. J.* Hydrodynamic interactions among bubbles, drops, and particles in non-newtonian liquids // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2018. Vol. 50. P. 505–534.
5. *Kashina M. A., Alabuzhev A. A.* Oscillations of oblate drop between heterogeneous plates under uniform electric field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. Vol. 955. 012016.
6. *Hocking L. M.* The damping of capillary-gravity waves at a rigid boundary // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 179. P. 253–266.
7. *Алабужев А. А., Любимов Д. В.* Влияние динамики контактной линии на собственные колебания цилиндрической капли // *Прикладная механика и техническая физика*. 2007. Т. 48. № 5. С. 78–86.
8. *Shklyaev S., Straube A. V.* Linear oscillations of a hemispherical bubble on a solid substrate // *Physics of Fluids*. 2008. Vol. 20. 052102.
9. *Алабужев А. А.* Поведение цилиндрического пузырька под действием вибраций // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2014. Т. 7. № 2. С. 151–161.
10. *Алабужев А. А.* Продольные колебания цилиндрической капли в ограниченном объеме жидкости // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2016. Т. 9. № 3. С. 316–330.
11. *Алабужев А. А.* Трансляционные колебания цилиндрической капли в ограниченном объеме жидкости // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2016. Т.9. № 4. С. 453–465.
12. *Алабужев А. А.* Осесимметричные колебания цилиндрической капли с подвижной контактной линией // *Прикладная механика и техническая физика*. 2016. Т. 57. № 6. С. 53–63.

13. *Alabuzhev A. A., Kaysina M. I.* The axisymmetric oscillations of a cylindrical bubble in a bounded volume of a liquid with free deformable interface // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 929. 012106.
14. *Алабузhev A. A., Кашина М. А.* Влияние различия свойств поверхностей на осесимметричные колебания сжатой капли в переменном электрическом поле // *Известия Вузов. Радиофизика*. 2018. Т. 61. № 8–9. С. 662–676.
15. *Alabuzhev A. A.* The influence of difference in the surface properties on the axisymmetric oscillations of an oblate drop // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1268. 012002.
16. *Картавых Н. Н., Шкляев С. В.* О параметрическом резонансе полуцилиндрической капли на осциллирующей твердой подложке // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2007. Вып. 1(6). С. 23–28.
17. *Демин В. А.* К вопросу о свободных колебаниях капиллярного моста // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. 2008. № 4. С. 28–37.
18. *Alabuzhev A. A.* Influence of surface properties on axisymmetrical oscillations of a cylindrical bubble // *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*. 2019. Vol. 7 (3). P. 255–268.
19. *Алабузhev A. A., Любимов Д. В.* Поведение цилиндрической капли при многочастотных вибрациях // *Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа*. 2005. № 2. С. 18–28.
20. *Иванцов А. О.* Акустические колебания полусферической капли // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2012. Вып. 3(21). С. 16–23.
21. *Alabuzhev A. A.* Influence of heterogeneous plates on the axisymmetrical oscillations of a cylindrical drop // *Microgravity Science and Technology*. 2018. Vol. 30 (1–2). P. 25–32.
22. *Kashina M. A., Alabuzhev A. A.* The dynamics of oblate drop between heterogeneous plates under alternating electric field // *Microgravity Science and Technology*. 2018. Vol. 30 (1–2). P. 11–17.
23. *Kashina M. A., Alabuzhev A. A.* Oscillations of oblate drop between heterogeneous plates under uniform electric field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2018. Vol. 955. 012016.
24. *Kashina M. A., Alabuzhev A. A.* The forced axisymmetric oscillations of an oblate drop sandwiched between different inhomogeneous surfaces under AC vibrational force // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1268. 012003.
25. *Алабузhev A. A., Кашина М. А.* Динамика зажатой капли в неоднородном электрическом поле // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2019. № 4. С. 33–43.

МАГНЕТИЗМ ДИМЕРНЫХ СИСТЕМ СО СЛУЧАЙНЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Я. Ю. Струнина, К. Б. Циберкин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Изучены магнитные и термодинамические свойства системы невзаимодействующих пар и троек спинов, в которых энергия обменного взаимодействия между спинами подчиняется распределению Гаусса. Характеристики димерной системы рассчитаны на основе точного решения квантовомеханической задачи о собственных состояниях димера в магнитном поле. Описание троек магнитных моментов выполнено с использованием стационарной теории возмущений. Выполнены расчёты намагниченности и восприимчивости.

Ключевые слова: димерная система; магнитные моменты; обменное взаимодействие

MAGNETISM OF DIMER SYSTEMS WITH RANDOM EXCHANGE INTERACTION

Y. Y. Strunina, K. B. Tsiberkin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The magnetic and thermodynamic properties of a system consisting of non-interacting pairs and triples of spins with exchange interaction obeying the Gaussian distribution are studied. The characteristics of the system were evaluated from the exact solution of the quantum-mechanical problem of the eigenstates of a dimer in a magnetic field. The triples of magnetic moments were described using the stationary perturbation theory. The magnetization and susceptibility are calculated.

Keywords: dimerized system; magnetic moments; exchange interaction

1. Введение

Исследуется система атомов с ненулевым магнитным моментом, осаждённых на графеновую или другую немагнитную проводящую подложку. Атомы расположены на подложке случайным образом и связаны косвенным обменным взаимодействием [1–3]. Принято, что каждый магнитный атом связан только с одним соседним ионом, поэтому система разбивается на пары – димеры. Рассмотрено также влияние на свойства системы слабо связанных с димерами одиночных атомов.

2. Намагниченность пар спинов

Димеры формируются ионами со спином $S = 1/2$. Система помещена во внешнее поле H_0 , направленное вдоль оси z . Гамильтониан димера включает энергию Зеемана и обменного взаимодействия [1, 4]:

$$\hat{H}^{(0)} = -\frac{1}{2}(\sigma_z \otimes I + I \otimes \sigma_z) = -\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_{ex} = \frac{\hbar^2 J_{dim}}{4\hbar\omega_0} \sum_{\alpha=x,y,z} (\sigma_\alpha \otimes I \cdot I \otimes \sigma_\alpha) = \frac{J}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где \hbar – постоянная Планка, $\omega_0 = \gamma H_0$ – ларморовская частота ионов, J_{dim} , J – размерный и безразмерный обменный интеграл, σ_α – матрицы Паули, I – единичная матрица 2×2 . Символ \otimes обозначает произведение Кронекера. Гамильтониан нормирован на энергию Зеемана $\hbar\omega_0$.

Энергетический спектр и волновые функции димера находятся из решения уравнения Шредингера [4]. Димер имеет четыре уровня энергии:

$$E_1 = 1 - \frac{J}{4}, \quad E_2 = -\frac{J}{4}, \quad E_3 = \frac{3J}{4}, \quad E_4 = -1 - \frac{J}{4}. \quad (3)$$

Поскольку расстояния между ионами в димерах случайны, примем, что J подчиняется нормальному распределению:

$$\rho(J) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(J - J_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4)$$

Среднее значение энергии обменного взаимодействия влияет на преимущественную реализацию ферромагнитного или антиферромагнитного упорядочивания магнитных моментов внутри пар. Статистическая сумма системы невзаимодействующих пар спинов со случайными значениями обменной энергии равна:

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^4 \exp(-\beta E_j) \rho(J) dJ, \quad \beta = \frac{\hbar\omega_0}{kT}, \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана. Равновесная намагниченность определяется термодинамическим средним значением z -проекции магнитного момента:

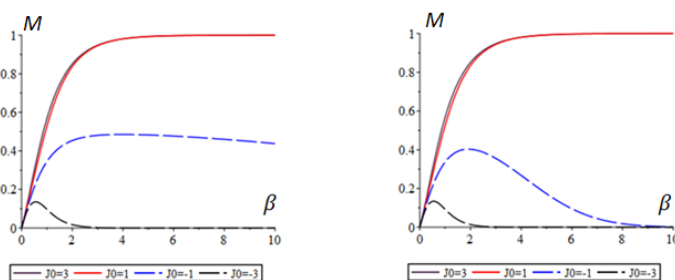
$$M_z = \frac{1}{Z} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=1}^4 \langle \psi_j | \hat{S}_z | \psi_j \rangle \exp(-\beta E_j) \rho(J) dJ, \quad (6)$$

где $\hat{S}_z = (\sigma_z \otimes I + I \otimes \sigma_z) / 2$ – оператор z -проекции полного спина димера. Матричные элементы в (6) равны ± 1 для состояний, отвечающих уровням E_1 и E_4 , и 0 для остальных.

На рис. 1 изображены графики намагниченности для пары спинов при различных значениях средней энергии J_0 и дисперсии σ . В случае ферромагнетизма и сильного антиферромагнетизма ($J_0 = -3$) увеличение дисперсии не влияет на поведение намагниченности. При слабом антиферромагнетизме ($J_0 = -1$) увеличение дисперсии приводит к тому, что уменьшается температурный интервал, в котором существует намагниченное состояние.

На рис. 2, 3 показаны теплоёмкость и магнитная восприимчивость:

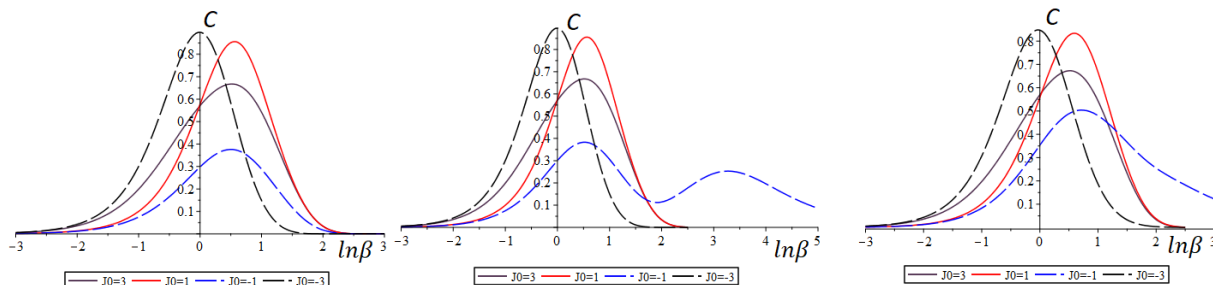
$$C = -\beta^2 \frac{\partial E}{\partial \beta}, \quad \chi T = \frac{M}{\beta}. \quad (6)$$



a)

b)

Рис. 1. Намагниченность димерной системы: a) $\sigma = 0.1$; b) $\sigma = 0.5$

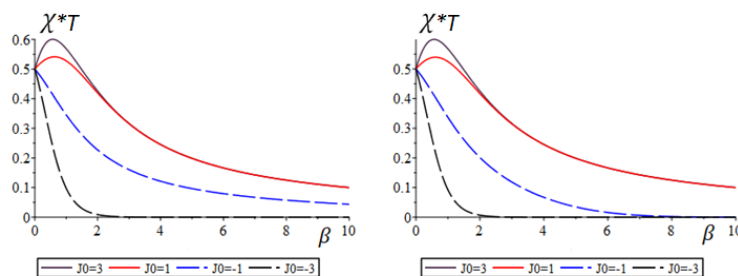


a)

b)

c)

Рис. 2. Теплоемкость димерной системы: a) $\sigma = 0.0$; b) $\sigma = 0.1$; c) $\sigma = 0.5$



a)

b)

Рис. 3. Магнитная восприимчивость: a) $\sigma = 0.1$; b) $\sigma = 0.5$

В отсутствие разброса расстояний между спинами в димере ($\sigma = 0$) теплоёмкость для любой величины энергии обменного взаимодействия имеет один максимум (рис. 2а). При увеличении разброса расстояний в парах спинов в теплоёмкости слабого антиферромагнетика появляется дополнительный максимум, который сливается с первоначальным при изменении средней обменной энергии. При больших температурах в системе реализуется закон Кюри $\chi = 1/2T$, и система является парамагнетиком независимо от энергии взаимодействия внутри отдельных димеров [1].

3. Намагниченность троек спинов

Теперь рассмотрим систему, в которой каждая пара-димер дополнительно взаимодействует с третьим ионом со спином $S=1/2$. Расстояние до него будем считать много большим размеров димера, поэтому обменное взаимодействие с третьим спином можно рассматривать как возмущение.

Гамильтониан для тройки спинов также включает в себя зеемановскую и обменную части, однако спиновые операторы теперь действуют в расширенном пространстве состояний для трёх частиц:

$$S_{1,\alpha} = \frac{1}{2}\sigma_\alpha \otimes I \otimes I, \quad S_{2,\alpha} = \frac{1}{2}I \otimes \sigma_\alpha \otimes I, \quad S_{3,\alpha} = \frac{1}{2}I \otimes I \otimes \sigma_\alpha, \quad (9)$$

$$\hat{H}^{(0)} = -(S_{1,z} + S_{2,z} + S_{3,z}) - J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2.$$

Оператор возмущения описывает взаимодействие третьего спина с компонентами димера:

$$\hat{V} = -\lambda(\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_3 + \vec{S}_2 \cdot \vec{S}_3), \quad (9)$$

где λ – энергия этого взаимодействия.

В рамках стационарной теории возмущений для вырожденных состояний уровни энергии системы трёх спинов в первом порядке равны

$$E_{1,2} = \pm \frac{3}{2} - \frac{J+2\lambda}{4}, \quad E_{3,4} = \pm \frac{1}{2} \mp \frac{3J}{4}, \quad E_{5,6,7,8} = \pm \frac{1}{2} - \frac{J-\lambda \pm 3|\lambda|}{4}.$$

Зависимость намагниченности системы троек спинов от температуры представлена на рис. 4, теплоёмкость и восприимчивость – на рис. 5 и 6.

Видно, что добавка антиферромагнитного взаимодействия с третьим спином приводит к снижению намагниченности при слабом антиферромагнетизме основного димера. Теплоёмкость системы троек спинов со слабым антиферромагнетизмом внутри основной пары уже имеет два максимума при $\sigma = 0$, которые сливаются в один с увеличением разброса расстояния между спинами в основной паре. При положительном значении λ максимальное значение теплоёмкости системы с ферромагнитной связью димеров выше, чем при отрицательном.

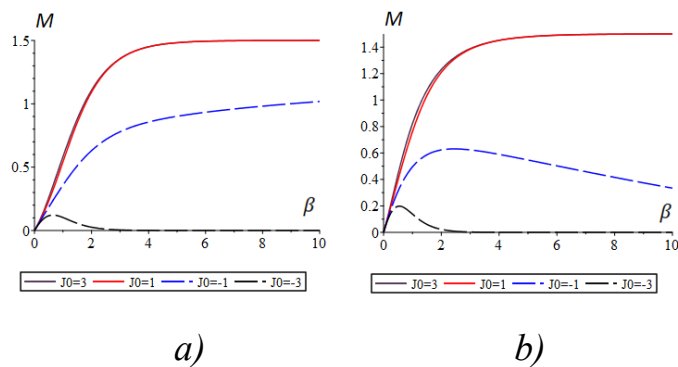


Рис. 4. Намагниченность системы тройных спиновых кластеров:
а) $\sigma = 0.1, \lambda = 0.2$; б) $\sigma = 0.1, \lambda = -0.2$

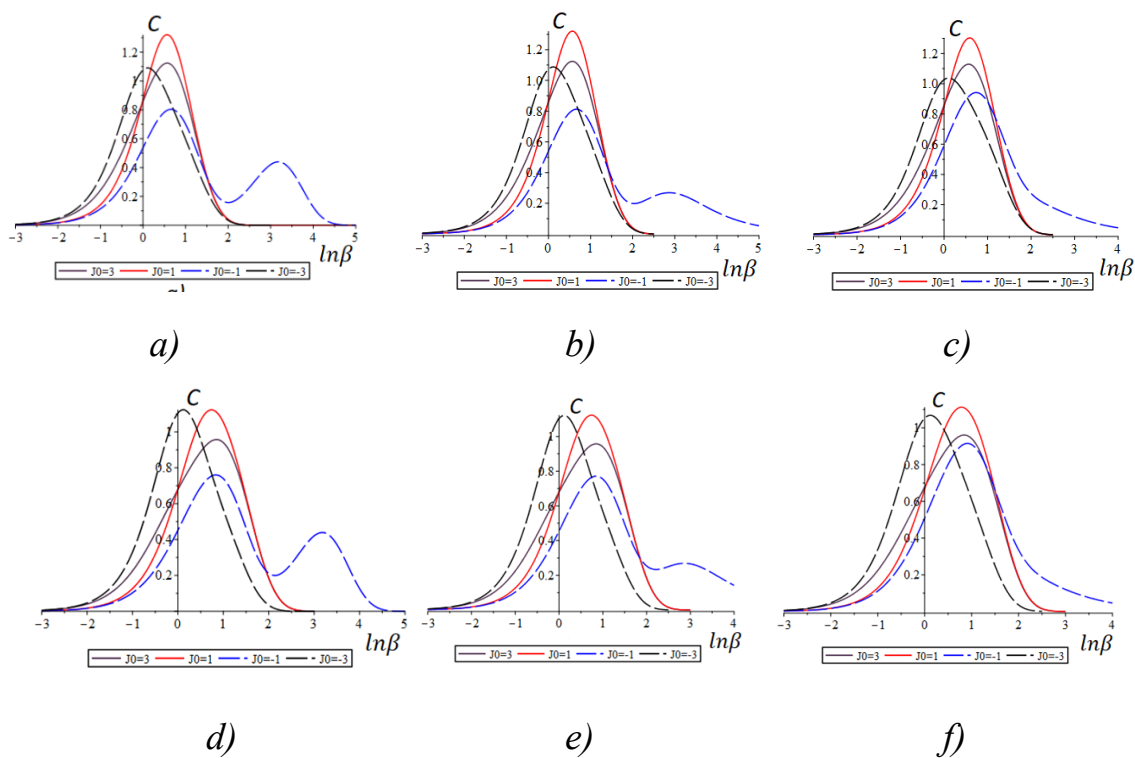


Рис. 5. Теплоемкость системы тройных спиновых кластеров:
а) $\sigma = 0.0, \lambda = 0.2$; б) $\sigma = 0.1, \lambda = 0.2$; в) $\sigma = 0.5, \lambda = 0.2$; д) $\sigma = 0.0, \lambda = -0.2$;
е) $\sigma = 0.1, \lambda = -0.2$; ф) $\sigma = 0.5, \lambda = -0.2$

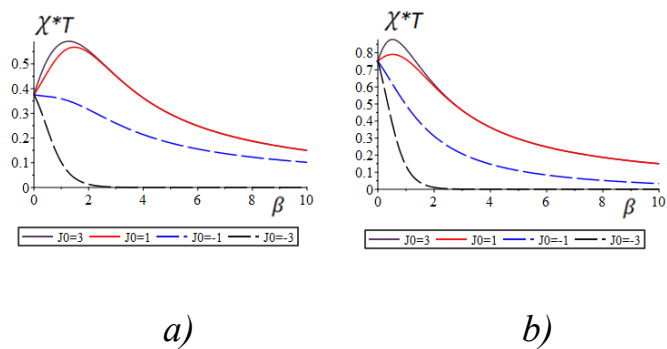


Рис. 6. Магнитная восприимчивость системы тройных спиновых кластеров: а) $\sigma = 0.1, \lambda = 0.2$; б) $\sigma = 0.1, \lambda = -0.2$

Антиферромагнитное взаимодействие с третьим спином приводит к более быстрому переходу в немагнитное состояние и уменьшению восприимчивости по мере увеличения внешнего поля. При больших температурах выполняется закон Кюри $\chi = C / T$ с постоянной $C = 0.37$ для $\lambda > 0$, и $C = 0.75$ для случая $\lambda < 0$.

4. Заключение

Рассмотрение системы невзаимодействующих пар и троек спинов показало, что при положительной средней величине обменного взаимодействия J_0 система является парамагнитной, а зависимость намагниченности от температуры и внешнего поля качественно соответствует функциям Ланжевена и Бриллюэна. Для отрицательных значений J_0 намагниченность уменьшается до нуля при низких температурах, и реализуется немагнитное состояние, обусловленное переходом спиновых кластеров в состояние с нулевым полным спином. Магнитная восприимчивость в области высоких температур подчиняется закону Кюри для пар и троек спинов независимо от энергии обменного взаимодействия между спинами. Увеличение дисперсии и добавка антиферромагнитного взаимодействия с третьим спином приводит к усилению антиферромагнитных свойств в системе со слабым антиферромагнетизмом в основном димере.

Исследование выполнено при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект МК-1422.2020.2).

Список литературы

1. Вонсовский С. В. Магнетизм. М.: Наука, 1971. 1032 с.
2. Kogan E. RKKY interaction in graphene // *Physical Review B*. 2011. Vol. 84. 115119.
3. Mazurenko V. V., Rudenko A. N., Nikolaev S. A. et al. Role of direct exchange and Dzyaloshinskii–Moriya interactions in magnetic properties of graphene derivatives: C_2F and C_2H // *Physical Review B*. 2016. Vol. 94. 214411.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория). М.: Физматлит, 2002. 808 с.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПО СТАТИСТИЧЕСКИМ ДАННЫМ НА ПРИМЕРЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРАНСПОРТА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

М. Р. Хабин^{a,b}, Б. С. Марышев^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Исследуется транспорт примеси через массив пористой среды. Произведено описание пористой среды на макроскопическом уровне с применением MIM (mobile/immobile media) модели параметры, которой были получены путем решения обратной задачи для набора статистических данных полученных методами молекулярной динамики. Получены зависимости параметров макроскопической модели от микроскопических параметров.

Ключевые слова: транспорт в пористой среде; обратная задача; иммобилизация

IDENTIFICATION OF PARAMETERS ON THE MICRASCOPIC MODEL FOR A SET OF STATISTICAL DATA ON THE EXAMPLE OF MODELING OF TRANSPORT IN POROUS MEDIA

M. R. Khabin^{a,b}, B. S. Maryshev^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

Impurity transport through a porous massif is investigated. The transport is described at the macroscopic level using the MIM (mobile / immobile media) model. The parameters of model were estimated by solving the inverse problem for a set of statistical data obtained by molecular dynamics methods. The dependences of the macroscopic parameters on the microscopic ones are obtained.

Key words: transport in porous media; inverse problem; immobilization

Введение

Настоящая работа посвящена решению обратной задачи по идентификации параметров переноса примеси фильтрационным потоком в пористой среде. Представляется, что наиболее оптимальным методом её решения является BFGS-метод в сочетании с методом присоединенной функции. Описание диффузии в пористой среде обычно производится с помощью стандартного закона Фика, в предположении того, что поток частиц пропорционален градиенту концентрации. Часто, при таком описании возникают расхождения с экспериментальными данными, вследствие чего требуется модификация стандартного подхода. Одним из вариантов такой модификации является MIM (mobile-immobile media) подход [1], в рамках которого предполагается, что общая концентрация

примеси является суммой концентрации неподвижных (связанных) и подвижных (свободных) частиц. При таком описании требуется дополнительное уравнение, которое называют «кинетическим уравнением» оно описывает переход частиц между состояниями. В зависимости от вида кинетического уравнения, существуют различные модели для описания диффузии в пористой среде.

Стандартная модель МІМ [2] – это линейная модель, в которой поток частиц примеси в неподвижную фазу линейно возрастает с ростом концентрации частиц в подвижной фазе и линейно уменьшается с ростом концентрации неподвижных частиц.

Рассматриваемая задача предполагает малую концентрацию частиц, поэтому в качестве модели переноса была выбрана наиболее простая стандартная МІМ модель [2]. Задача состоит в том, чтобы для переноса частиц течением в канале с препятствиями определить параметры стандартной МІМ модели на основе статистических данных, полученным прямыми методами.

Работа состоит из четырех параграфов. Первый параграф – введение, где обсуждается мотивация работы и дается краткий обзор основных методов решения поставленной задачи. Во втором параграфе обсуждается постановка рассматриваемой задачи. В третьем параграфе приведены основные результаты моделирования и обсужден их физический смысл. Четвертый параграф – заключение, где подведен итог настоящей работы.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерный перенос частиц через массив пористой среды длиной L , концентрация подвижных $C(x, t)$ и неподвижных частиц $Q(x, t)$ являются функциями координаты (x) и времени (t). На входе в массив поставим условие отсутствия потока примеси ($\vec{j} = 0$), на выходе условие свободного вытекания примеси ($\vec{j} = \vec{V}C$), при этом, в начальный момент времени вся примесь сосредоточена около входа в канал (около $x = 0$). Схема решаемой задачи представлена на рис. 1

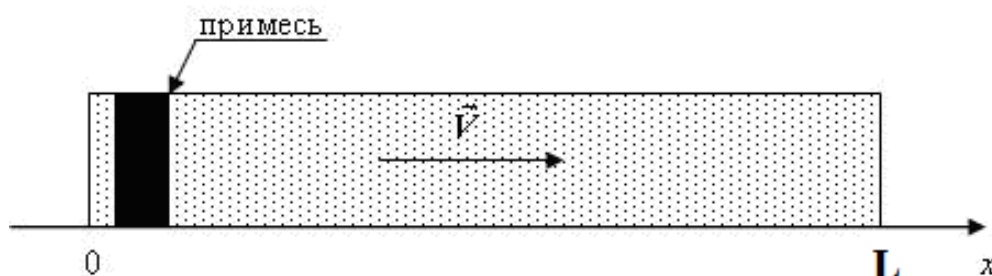


Рис. 1. Принципиальная схема решаемой задачи

Рассматриваемая задача может быть записана в следующем виде:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - V \frac{\partial C}{\partial x}, \quad \frac{\partial Q}{\partial t} = aC - bQ, \quad \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{VC}{D},$$

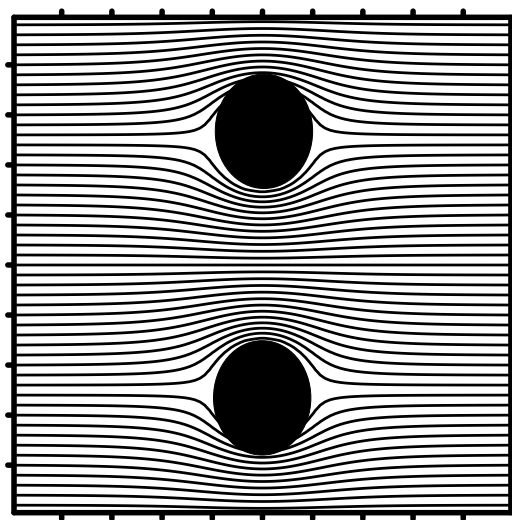
$$\frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0, \quad Q(x, t=0) = 0, \quad C(x, t=0) = \theta(x) - \theta(x - \delta),$$
(1)

где a – коэффициент адсорбции, b – коэффициент десорбции, D – коэффициент диффузии, V – постоянная по величине скорость фильтрации в направлении x , $\theta(x)$ – функция Хевисайда, $\delta \ll L$ – длина области, в которой локализована примесь в начальный момент.

Результаты

Получение эталонного набора данных

В работе описанные выше методы решения применялись для набора данных полученного путем численного эксперимента. Методами молекулярной динамики было рассчитано время прохождения частицами двумерного канала из последовательности $N = 10^4$ идентичных ячеек (ячейка изображена на рис. 2). Каждая ячейка представляет собой квадрат, в котором помещены два круговых препятствия радиуса R . Центры препятствий расположены на расстоянии одной четверти размера ячейки от верхней и нижней стенок соответственно. Верхняя и нижняя границы ячейки – твердые, на правой и левой границах ставится периодическое условия для течения жидкости.



*Рис. 2. Течение в элементарной ячейке
радиус двух круговых препятствий $R = 0.1$*

В ходе численного эксперимента рассматривалось движение частиц в стационарном потоке жидкости через рассматриваемый канал, а также учитывалось влияние случайных сил, вызванных тепловыми флуктуациями. Движение частиц описывалось уравнениями:

$$x_j(t_{i+1}) = W_j(t_i) \cdot (t_{i+1} - t_i) + \varepsilon f_x(t_i) + x_j(t_i); \quad x_j(t_0 = 0) = 0;$$

$$y_j(t_{i+1}) = \begin{cases} |\varepsilon f_y(t_i) + y(t_i)|; |y_j(t_{i+1})| < 1; \\ 2 - |\varepsilon f_y(t_i) + y(t_i)|; |y_j(t_{i+1})| > 1; \end{cases} \quad y_j(t_0 = 0) = \frac{j}{M}; \quad (2)$$

где x_j, y_j координаты частицы с номером $j=1..M$, t_i время за которое частица проходит ячейку с номером $i=1..N$, $f_x(t_i), f_y(t_i)$ независимые случайные величины, распределенные по нормальному закону, ε интенсивность тепловых флуктуаций, $W_j(t_i)$ средняя скорость прохождения частицы с номером j ячейки с номером i .

Результаты решения обратной задачи

Стандартная линейная МІМ модель может быть примененная для описания переноса через канал с препятствиями. Сопоставление статистических данных вычисленных с помощью уравнений (2) о распределении времен прохода частицами канала определенной длины (красный цвет) и полученных при решении задачи (1) для параметров, найденных с помощью решения обратной задачи (черный цвет) представлены на рис. 3. Поскольку полная длина рассматриваемого канала составляет 10^4 ячеек, то каждая тысяча ячеек соответствует $0.1L$ в терминах одномерной задачи.

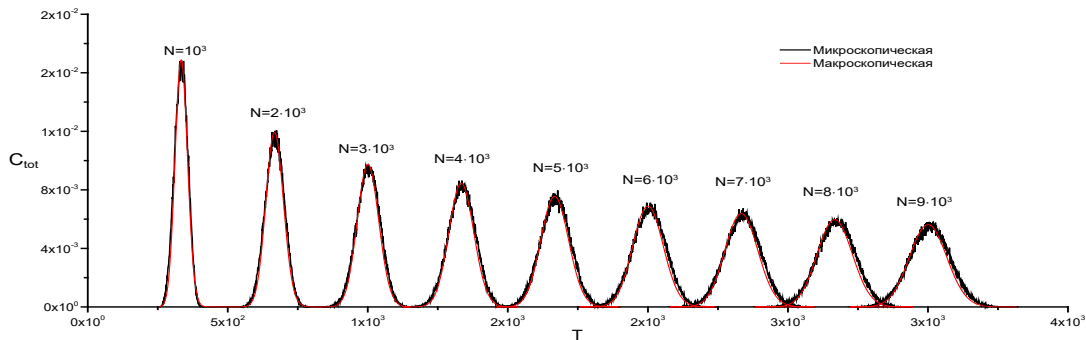


Рис. 3. Распределение времени прохождения N ячеек. Значения параметров МІМ модель: $D = 2.16 \cdot 10^{-4}$, $a = 1.00 \cdot 10^{-9}$, $b = 4.72 \cdot 10^{-6}$, метод молекулярной динамики: $R = 0.1$, $\varepsilon = 0.03$; ошибка $E \approx 4.54 \cdot 10^{-4}$

На основе решения обратной задачи были получены значения параметров стандартной МІМ модели, для различных значений радиуса препятствий и интенсивностей тепловых флуктуаций, на основе данных вычисленных с помощью модели (2). Эти результаты представлены ниже.

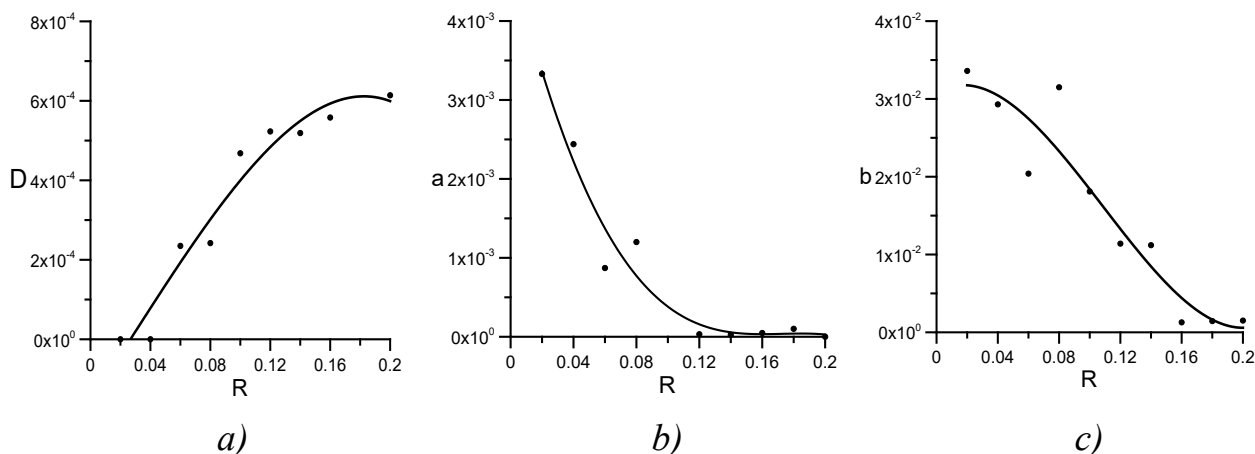


Рис. 4. Графики зависимости параметров: а) коэффициента диффузии; б) коэффициента адсорбции; с) коэффициента десорбции от радиуса препятствия

На рис. 4а можно увидеть, что с ростом радиуса препятствий увеличивается значение коэффициента диффузии, что связано с увеличением площади твердой поверхности. Среднее время прохождения частицами ячейки возрастает за счет вязких эффектов, что приводит к значительной неоднородности в скорости движения частиц. Рис. 4б и 4с показывают, что с увеличением радиуса препятствий, явления сорбции становятся все менее значительными, что этот факт не является очевидным, поскольку площадь взаимодействия частиц с твердой границей возрастает и это должно приводить к увеличению числа «захваченных» частиц, потому объяснение этого эффекта остается открытым вопросом.

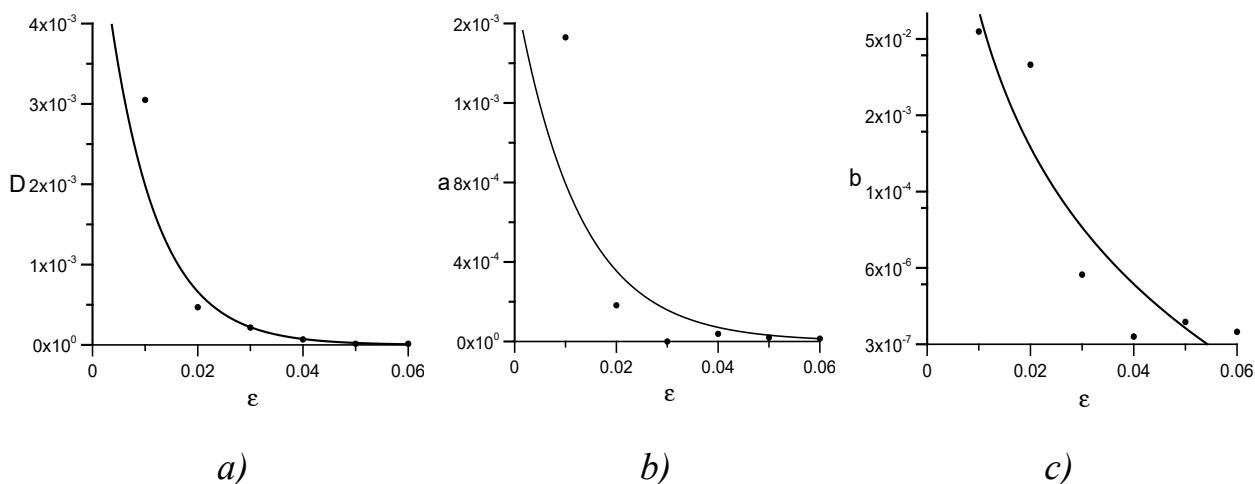


Рис. 5. Графики зависимость параметров от: а) коэффициента диффузии; б) коэффициента адсорбции; с) коэффициента десорбции интенсивности тепловых флуктуаций

Зависимость исследуемых параметров от интенсивности тепловых флуктуаций показана на рис. 5. На рис. 5а значение коэффициента диффузии становится меньше в связи с тем, что увеличение интенсивности

тепловых флуктуаций приводит к выравниванию среднего времени прохождения. Это в свою очередь приводит выравниванию скоростей и снижает интенсивность перемешивания частиц в потоке. Уменьшение коэффициента адсорбции на рис. 5b является следствием того, что частицы при больших значениях интенсивности перестают заметно взаимодействовать с препятствиями, снижается число «захваченных» частиц. С этим же связано и уменьшение коэффициента десорбции на рис. 5c так как чем меньше количество связанных частиц, тем меньше число частиц, переходящих обратно в подвижную фазу.

Заключение

Транспорт примеси через массив пористой среды осложнен как взаимодействием частиц примеси с твердым скелетом среды, так и взаимодействием потока насыщающей жидкости со структурой скелета. В результате транспортный процесс замедляется по сравнению с классической моделью адвекции-диффузии. Учет этого взаимодействия наиболее часто производится на макроскопическом уровне в рамках MIM (mobile/immobile media) модели. В данной работе рассмотрен учет только взаимодействия потока жидкости, насыщающей пористую среду со сложной структурой твердого скелета среды. Показано, что замедление происходит из-за вязкого трения жидкости о твердый скелет. В результате разработаны и протестированы методы решения обратной задачи по сопоставлению статистических данных полученных из микроскопической модели транспортного процесса, основанной на решении уравнений динамики каждой частицы с макроскопической стандартной MIM моделью. Получены и проанализированы зависимости параметров стандартной MIM модели в зависимости от величины препятствий и интенсивности теплового шума, действующего на частицы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ (№ МК-22.2019.1).

Список литературы

1. *Deans H. A.* A mathematical model for dispersion in the direction of flow in porous media //Society of Petroleum Engineers Journal. 1963. Vol. 3 (01). P. 49–52.
2. *Van Genuchten M. T., Wierenga P. J.* Mass transfer studies in sorbing porous media I. Analytical solutions // Soil Science Society of America Journal. 1976. Vol. 40 (4). P. 473–480.

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ КАПЛИ НА НЕОДНОРОДНОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. Г. Черноусов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Рассматриваются собственные колебания капли несжимаемой жидкости на неоднородной подложке. Капля окружена жидкостью другой плотности. В равновесном состоянии капля имеет форму полусферы с прямым краевым углом. Скорость движения линии контакта линейно пропорциональна отклонению краевого угла от равновесного значения. Показано, что волновое число неоднородности играет роль эффективного параметра смачивания. Неоднородность приводит к появлению точки перегиба при малых волновых числах. Частота основной гармоника трансляционной моды обращается в ноль при некотором значении параметра смачивания.

Ключевые слова: полусферическая капля; капля на подложке; динамика линии контакта; собственные колебания; неоднородная поверхность подложки

NATURAL VIBRATIONS OF A HEMISPHERICAL DROP ON AN INHOMOGENEOUS SUBSTRATE

A. G. Chernousov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

Natural vibrations of an incompressible liquid drop on an inhomogeneous substrate are considered. The drop is surrounded by a liquid of a different density. In the equilibrium state, the drop has the shape of a hemisphere with a right contact angle. The velocity of the contact line is linearly proportional to the deviation of the contact angle from the equilibrium value. It is shown that the wavenumber of inhomogeneity plays the role of an effective wetting parameter. The inhomogeneity leads to the appearance of an inflection point at low wavenumbers. The frequency of the fundamental harmonic of the translational mode vanishes at a certain value of the wetting parameter.

Keywords: hemispherical drop; sessile drop; contact line dynamics; natural oscillations; inhomogeneous substrate

Исследованию поведения плёнки на подложке или слою жидкости во внешнем силовом поле уделяется большое внимание со стороны ученых [1–10]. Это вызвано не только фундаментальным интересом, но и прикладными задачами, т.к. подобные физические системы встречаются во многих технологических процессах. Особую сложность в задачах подобного рода представляют разрывы пленки (или разрушение слоя) жидкости с образованием капель (или пузырьков). В результате этого необходимо дополнительно учитывать движение линии контакта трех сред.

Существует только несколько математических моделей, описывающих

движение линии контакта и изменение краевого угла [11–13]. В дальнейшем мы будем использовать эффективное граничное условие, предложенное в работе [14]: скорость движения линии контакта пропорциональна отклонению краевого угла от равновесного значения. Это условие использовалось в большом количестве работ, смотрите, например, [15–25].

В данной работе мы продолжаем развитие идеи [26–29] использования условия [14] для неоднородной поверхности. Рассматриваются колебания капли несжимаемой жидкости плотностью ρ_i^* на неоднородной подложке. Капля окружена жидкостью другой плотности ρ_e^* (рис. 1). Движение линии контакта описывается условием [14]: скорость движения линии контакта прямо пропорциональна отклонению краевого угла от равновесного значения. Коэффициент пропорциональности Λ^* описывает силу взаимодействия линии контакта с подложкой. Будем рассматривать его как функцию координат согласно [26–29]. Будем рассматривать частный случай неоднородности: $\Lambda^*(\alpha) = \lambda^* |\sin(k \cos(\alpha))|$, где α – полярный угол, k – волновое число. Вся система совершает трансляционные вибрации с амплитудой a^* частотой ω^* . Однако в этой работе мы будем рассматривать только собственные колебания.

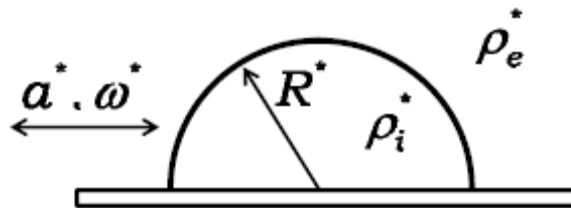


Рис. 1. Геометрия задачи

Будем считать течение потенциальным. Задача решается в сферической системе координат, где r – радиус, ϑ – аксиальный угол, α – азимутальный угол. Ниже представлена полная постановка задачи:

$$p_j = -\rho_j \left(\varphi_{jt} + \frac{1}{2} \varepsilon (\nabla \varphi_j)^2 + \omega^2 r \cos \alpha \cos \omega t \right), \quad \Delta \varphi_j = 0, \quad j = i, e, \quad (1)$$

$$r = 1 + \varepsilon \zeta: \quad [\varphi_n] = 0, \quad \varepsilon[p] = -\operatorname{div} \vec{n}, \quad \zeta_t = \nabla \varphi \cdot \nabla F, \quad (2)$$

$$\vartheta = \pi/2: \quad \varphi_\vartheta = 0, \quad (3)$$

$$\vartheta = \pi/2, \quad r = 1 + \varepsilon \zeta: \quad \zeta_t = -\Lambda(\alpha) \zeta_\vartheta. \quad (4)$$

Задача (1)–(4) содержит следующие безразмерные параметры: амплитуда вибраций $\varepsilon = a^*/R^* \ll 1$ – малый параметр, частота вибраций

$\omega = \omega^* \sqrt{(\rho_e^* + \rho_i^*) R^{*3} / \sigma^*}$, плотности капли и окружающей жидкости, соответственно, $\rho_i = \rho_i^* / (\rho_e^* + \rho_i^*)$ и $\rho_e = \rho_e^* / (\rho_e^* + \rho_i^*)$,

На рис. 2 и 3 показаны частота и инкремент затухания основной гармоник трансляционной моды для случая однородной и неоднородной поверхности, соответственно.

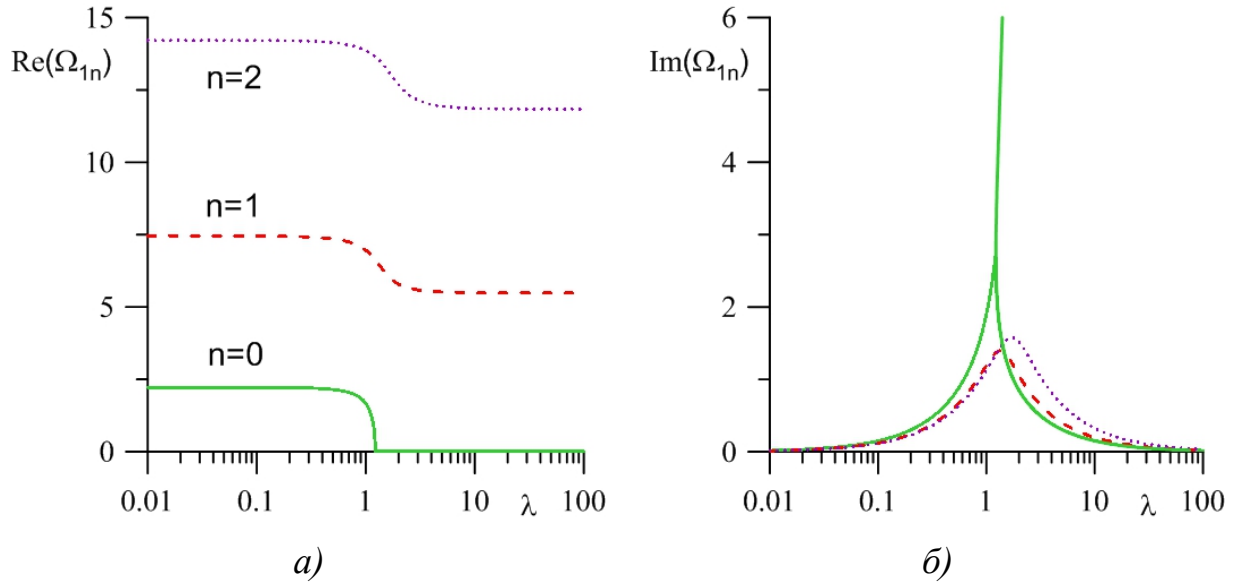


Рис. 2. Частота собственных колебаний (а) и декремент затухания (б) трансляционной моды от параметра смачивания λ для однородной пластины ($\rho_i = 1$, $\Lambda = \lambda$)

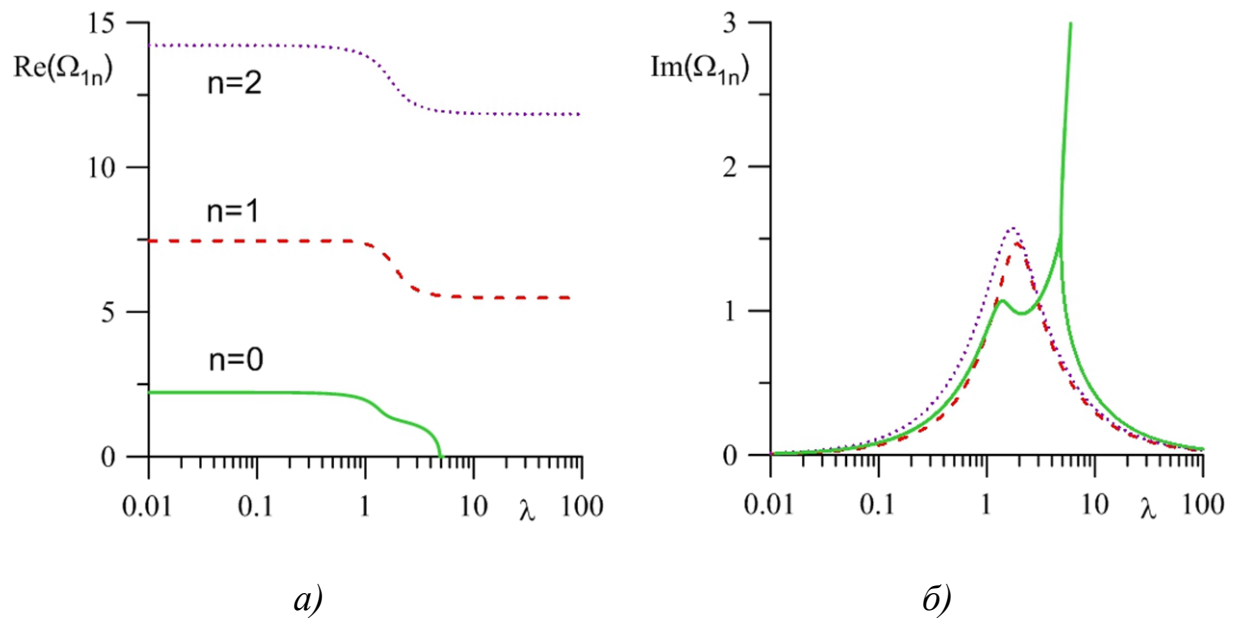


Рис. 3. Частота собственных колебаний (а) и декремент затухания (б) трансляционной моды от параметра смачивания λ для неоднородной пластины ($\rho_i = 1$, $k = 1$)

Из представленных графиков (рис. 2, 3) видно, что волновое число k функции неоднородности $\Lambda(\alpha)$ играет роль эффективного параметра λ . Кроме того, для основной гармоники появляется точка перегиба, что приводит к возникновению дополнительного максимума на кривой декремента затухания.

На рис. 4 показана основная гармоника осесимметричной моды для случая неоднородной поверхности. Видно, что изменение плотности не приводит к существенному изменению спектра частот собственных колебаний. Наибольшую частоту имеет невесомый пузырек, наименьшую – одиночная капля.

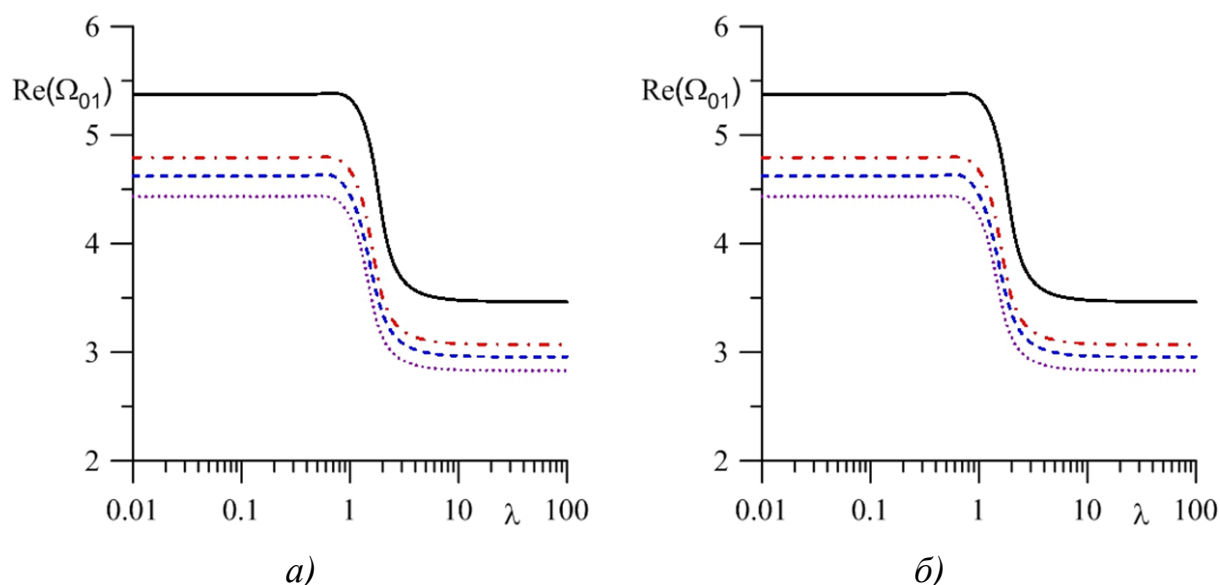


Рис. 4. Частота собственных колебаний (а) и декремент затухания (б) осесимметричной моды от параметра смачивания λ для неоднородной пластины ($k = 1$). $\rho_i = 0$ – сплошная линия, $\rho_i = 0.55$ – штрих-пунктирная, $\rho_i = 0.75$ – штриховая, $\rho_i = 1$ – пунктирная

Список литературы

1. Oron A., Davis S. H., Bankoff S. G. Long-scale evolution of thin liquid films // Reviews of Modern Physics. 1997. Vol. 69. P. 931–980.
2. Shklyayev S., Khenner M., Alabuzhev A. A. Enhanced stability of a dewetting thin liquid in a single-frequency vibration field // Physical Review E. 2008. Vol. 77. 036320.
3. Shklyayev S., Alabuzhev A. A., Khenner M. Influence of a longitudinal and tilted vibration on stability and dewetting of a liquid film // Physical Review E. 2009. Vol. 79. 051603.
4. Shklyayev S., Khenner M., Alabuzhev A. A. Oscillatory and monotonic modes of long-wave Marangoni convection in a thin film // Physical Review E. 2010. Vol. 82. 025302.

5. *Shklyayev S., Alabuzhev A. A., Khenner M.* Long-wave Marangoni convection in a thin film heated from below // *Physical Review E*. 2012. Vol. 85. 016328.
6. *Samoilova A. E., Shklyayev S.* Oscillatory Marangoni convection in a liquid–gas system heated from below // *The European Physical Journal. Special Topics*. 2015. Vol. 224 (2). P. 241–248.
7. *Shklyayev S. V., Alabuzhev A. A., Khenner M.* Marangoni convection in a thin film on a vertically oscillating plate // *Physical Review E*. 2015. Vol. 92. 013019.
8. *Алабужев А. А., Иванцов А. О., Кайсина М. И., Картавых Н. Н., Кашина М. А., Коновалов В. В.* Влияние внешних силовых полей на динамику поверхности раздела // *Вестник Пермского научного центра УрО РАН*. 2017. № 2. С. 24–29.
9. *Картавых Н. Н.* Движение слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при нагреве снизу // *Вестник Пермского университета. Физика*. 2017. № 1 (35). С. 41–53.
10. *Samoilova A., Nepomnyashchy A.* Feedback control of Marangoni convection in a thin film heated from below // *Journal of Fluid Mechanics*. 2019. Vol. 876. P. 573–590.
11. *Воинов О. В.* Гидродинамика смачивания // *Известия Академии наук СССР. Механика жидкости и газа*. 1976. № 5. С. 76–84.
12. *de Жен П. Ж.* Смачивание: статика и динамика // *Успехи физических наук*. 1987. Т. 151. № 4. С. 619–681.
13. *Snoeijer J. H., Andreotti B.* Moving contact lines: scales, regimes, and dynamical transitions // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2013. Vol. 45. P. 269–292.
14. *Hocking L. M.* The damping of capillary-gravity waves at a rigid boundary // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 179. P. 253–266.
15. *Алабужев А. А., Любимов Д. В.* Влияние динамики контактной линии на собственные колебания цилиндрической капли // *Прикладная механика и техническая физика*. 2007. Т. 48. № 5. С. 78–86.
16. *Shklyayev S., Straube A. V.* Linear oscillations of a hemispherical bubble on a solid substrate // *Physics of Fluids*. 2008. Vol. 20. 052102.
17. *Fayzrakhmanova I. S., Straube A. V.* Stick-slip dynamics of an oscillated sessile drop // *Physics of Fluids*. 2009. Vol. 21. 072104.
18. *Fayzrakhmanova I. S., Straube A. V., Shklyayev S.* Bubble dynamics atop an oscillating substrate: Interplay of compressibility and contact angle hysteresis // *Physics of Fluids*. 2011. Vol. 23. 102105.
19. *Алабужев А. А.* Поведение цилиндрического пузырька под действием вибраций // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2014. Т. 7. № 2. С. 151–161.
20. *Алабужев А. А.* Продольные колебания цилиндрической капли в ограниченном объеме жидкости // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2016. Т. 9. № 3. С. 316–330.

21. Алабужев А. А. Трансляционные колебания цилиндрической капли в ограниченном объеме жидкости // Вычислительная механика сплошных сред. 2016. Т. 9. № 4. С. 453–465.
22. Алабужев А. А. Осесимметричные колебания цилиндрической капли с подвижной контактной линией // Прикладная механика и техническая физика. 2016. Т. 57. № 6. С. 53–63.
23. Alabuzhev A. A., Kaysina M. I. The axisymmetric oscillations of a cylindrical bubble in a bounded volume of a liquid with free deformable interface // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 929. 012106.
24. Алабужев А. А., Кашина М. А. Влияние различия свойств поверхностей на осесимметричные колебания сжатой капли в переменном электрическом поле // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 8–9. С. 662–676.
25. Алабужев А. А., Кашина М. А. Динамика зажатой капли в неоднородном электрическом поле // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 4. С. 33–43.
26. Alabuzhev A. A. Influence of heterogeneous plates on the axisymmetrical oscillations of a cylindrical drop // Microgravity Science and Technology. 2018. Vol. 30 (1–2). P. 25–32.
27. Kashina M. A., Alabuzhev A. A. The dynamics of oblate drop between heterogeneous plates under alternating electric field // Microgravity Science and Technology. 2018. Vol. 30 (1–2). P. 11–17.
28. Kashina M. A., Alabuzhev A. A. Oscillations of oblate drop between heterogeneous plates under uniform electric field // Journal of Physics: Conference Series. 2018. Vol. 955. 012016.
29. Kashina M. A., Alabuzhev A. A. The forced axisymmetric oscillations of an oblate drop sandwiched between different inhomogeneous surfaces under AC vibrational force // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1268. 012003.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕДИМЕНТАЦИИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ С ПОГРУЖЕННЫМИ ТЕЛАМИ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Е. Н. Буркова, А. Е. Фролова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе численно исследуется влияние формы погруженного алюминиевого тела на седиментацию дисперсных частиц магнитной жидкости. Моделирование выполнено в среде COMSOL Multiphysics. Показано, что для тел одинаковой площади, расслоение магнитной жидкости больше в случае прямоугольного погруженного тела.

Ключевые слова: магнитофорез; диффузия частиц; седиментация

RESEARCH OF SEDIMENTATION OF MAGNETIC LIQUID WITH BODIES OF DIFFERENT FORMS IN IT

E. N. Burkova, A. E. Frolova

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper numerically investigates the influence of the shape of an immersed aluminum body on the sedimentation of dispersed particles of magnetic fluid. Simulation was performed in the COMSOL Multiphysics environment. It is shown that for bodies of the same area, the sedimentation of the magnetic fluid is greater in the case of a rectangular submerged body.

Keywords: magnetophoresis; particle diffusion; sedimentation

Постановка задачи

Рассмотрим вытянутый цилиндр квадратного сечения в плоскости $\{xy\}$ размерами $a \times a$, заполненный изначально однородной концентрированной магнитной жидкостью. Границы полости непроницаемы для вещества. Температура неизменна: $T = const$. Начало координат находится в центре полости (рис. 1а). В цилиндр погружаются алюминиевые тела прямоугольной, круглой или треугольной формы одинаковой площади. Полость помещается во внешние однородные гравитационное и магнитное поля, направленные вдоль вертикальной оси y . В результате возникает магнитофорез (дрейф частиц в неоднородном магнитном поле) и седиментация (дрейф частиц под действием силы тяжести), что приводит к возникновению неоднородного распределения концентрации магнитной жидкости.

В настоящей работе в пакете COMSOL Multiphysics® численно исследуется влияние формы погруженного тела одинаковой площади на седиментацию дисперсных частиц магнитной жидкости.

Математическая модель

Задача о перераспределении дисперсной фазы решается в двумерной

постановке в безразмерном виде. Полость с магнитной жидкостью высотой h окружается сферическим воздушным слоем радиусом равным десяти размерам полости $10h$. На границе задается слой бесконечных элементов шириной $0.5h$ [1], обеспечивающий затухание размагничивающего поля магнитной жидкости. Начало координат помещается в центр расчетной области.

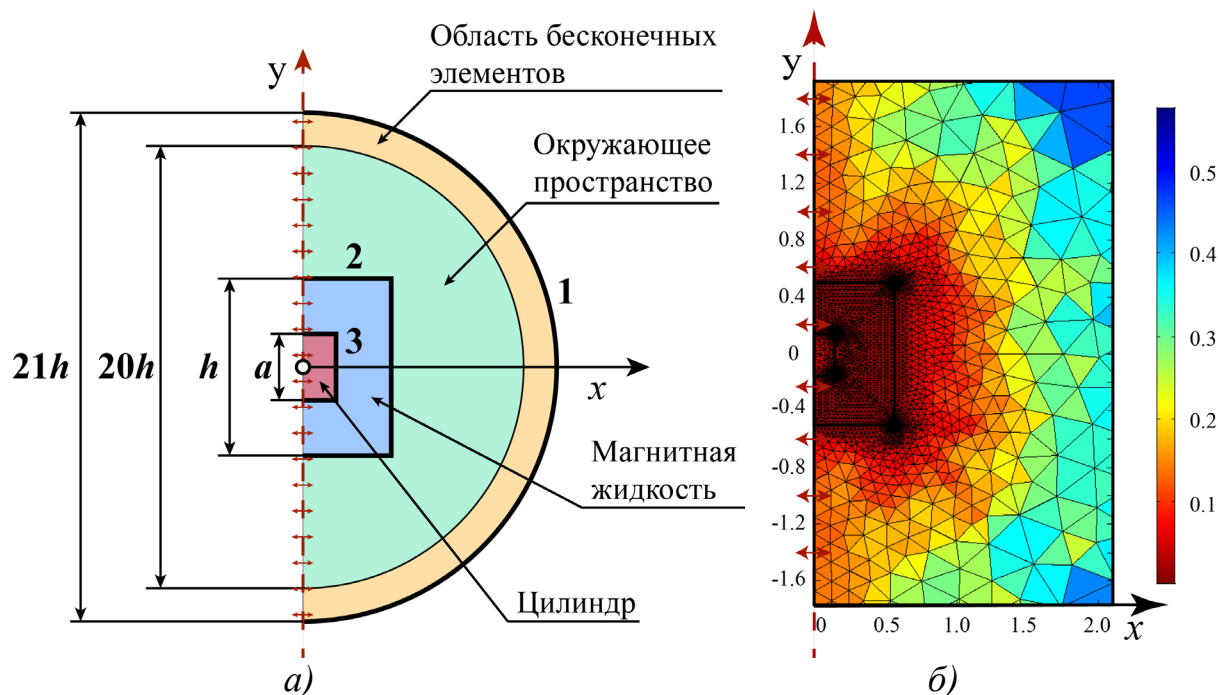


Рис. 1. а) Схематическое представление области решения.
б) Демонстрация сетки вблизи полости с магнитной жидкостью

Постоянное внешнее магнитное поле, направлено по оси y , характеризуется безразмерным параметром Ланжевена $\xi_{0z} = \mu_0 m H / (k T)$ (m – магнитный момент коллоидной частицы, $\mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, k – постоянная Больцмана, T – температура, H – напряженность магнитного поля), и задается через магнитный потенциал во всей расчетной области

$$u|_l = -\xi_{0z} \cdot y.$$

Магнитное поле в магнитной жидкости рассчитывается по согласно уравнению Пуассона и характеризуется параметром Ланжевена

$$\nabla(-\nabla u + \mathbf{M}) = 0, \quad \xi = -\nabla u. \quad (1)$$

На границе тел накладывается условие непрерывности нормальной компоненты магнитной индукции $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ и тангенциальных компонент напряженности. Намагниченность воздуха принималась за постоянную величину.

Намагниченность магнитной жидкости M , входящая в уравнение (1), вычисляется в рамках модифицированной модели эффективного поля вто-

рого порядка [2]. Используемая модель учитывает влияние межчастичных взаимодействий в концентрированной магнитной жидкости и справедлива в достаточно широком диапазоне параметров

$$M = 24\lambda\varphi L(\xi_e), \quad (2)$$

$$\xi_e = \xi + 8\lambda\varphi L(\xi), \quad (3)$$

где $L(\xi) = \text{cth}(\xi) - 1/\xi$ – функция Ланжевена, ξ_e – эффективное поле, действующее на частицу, $\lambda = \mu_0 m^2 / 4\pi d^3 kT$ – параметр магнитодипольных взаимодействий (отношение энергии диполь-дипольных взаимодействий при контакте двух частиц к энергии теплового движения), φ – объемная доля частиц, d – диаметр частицы с защитной оболочкой.

Процесс перераспределения дисперсных частиц в концентрированной магнитной жидкости во внешних магнитном и гравитационном полях описывается уравнением магнитодиффузии [3]. Среди прочих уравнений оно отличается полнотой учета межчастичных взаимодействий и анизотропией коэффициентов переноса

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\text{div} \left\{ D_0 K(\varphi) \left[\varphi L(\xi_e) \nabla(\xi_e) + \varphi G_\gamma \mathbf{e} \left[1 + \frac{2\varphi(4-\varphi)}{(1-\varphi)^4} - \varphi \frac{\partial^2(\varphi^2 G)}{\partial \varphi^2} \right] \nabla \varphi \right] \right\}, \quad (4)$$

$$G(\lambda, \varphi) = \frac{4}{3} \lambda^2 \frac{(1+0.04\lambda^2)}{(1+0.308\lambda^2\varphi)} \frac{(1+1.28972\varphi+0.72543\varphi^2)}{(1+0.83333\lambda\varphi)}.$$

Здесь $K(\varphi) = b/b_0$, b и b_0 – подвижности частиц в магнитной жидкости и жидкости-носителе, соответственно, $D_0 = b_0 kT$ – эйнштейновское значение коэффициента диффузии, \mathbf{e} – единичный вектор, направленный вдоль ускорения свободного падения, $G_\gamma = \Delta\rho V_s g h / k T$ – обратная высота барометрического распределения в безразмерных координатах (g – ускорение свободного падения, $\Delta\rho$ – разность плотностей твердого ядра частицы и несущей жидкости, V_s – объём твердого ядра), $G(\lambda, \varphi)$ – относительный вклад магнитодипольных взаимодействий в плотность свободной энергии. Эффективный параметр Ланжевена ξ_e , определяющий интенсивность магнитофореза, задается уравнением (3).

Численное моделирование

Решается нестационарная задача в пакете Comsol Multiphysics®. Использовался стандартный сопряженный нелинейный решатель, применяющий метод Ньютона-Рафсона [4]. На каждом итерационном шаге проводится расчет концентрационного поля, уточнение магнитного поля и намагниченности дисперсных частиц. При решении сопряженной задачи для связанной системы (1–4) применялся метод конечных элементов на нерегулярной сетке с треугольными элементами. Плотность сетки в полости с магнитной жидкостью на порядок выше, чем в области оболочки, заполненной воздухом (рис. 1б). Для увеличения сходимости метода углы полости с маг-

нитной жидкостью и алюминиевых тел скруглены. Размеры алюминиевых тел задавались таким образом, чтобы их площадь оставалась постоянной.

Результаты

При помещении магнитной жидкости во внешнее однородное магнитное поле в ней возникает свое магнитное поле, которое преимущественно направлено в противоположную сторону. В результате магнитное поле в магнитной жидкости уменьшается по модулю (рис. 2а, 3а, 4а). Парамагнитное тело намагничивается, и чем ближе форма объекта к эллипсоидальной, чем однороднее магнитное поле в теле. В итоге в полости с магнитной жидкостью устанавливается сложная конфигурация магнитного поля. В силу того, что дисперсные частицы магнитной жидкости подвижны и подвержены влиянию со стороны магнитного, гравитационного полей и соседних частиц, в полости возникает сложная концентрационная структура (рис. 2б, 3б, 4б). В результате магнитофореза концентрация дисперсных частиц возрастает в областях с повышенным значением магнитного поля. Кроме того, можно увидеть вертикальный градиент концентрации, обусловленный гравитационной седиментацией.

Для сравнения влияния формы тел на перераспределение дисперсных частиц магнитной жидкости удобно ввести коэффициент расслоения, вычисленный через стандартное отклонение:

$$Cv = \frac{\sqrt{\frac{\sum (\langle \varphi \rangle - \varphi_i)^2}{N(N-1)}}}{\langle \varphi \rangle},$$

где N – количество узлов сетки в полости с магнитной жидкостью, φ_i – значение объемной доли частиц в узле сетки. На рис. 5 показаны зависимости

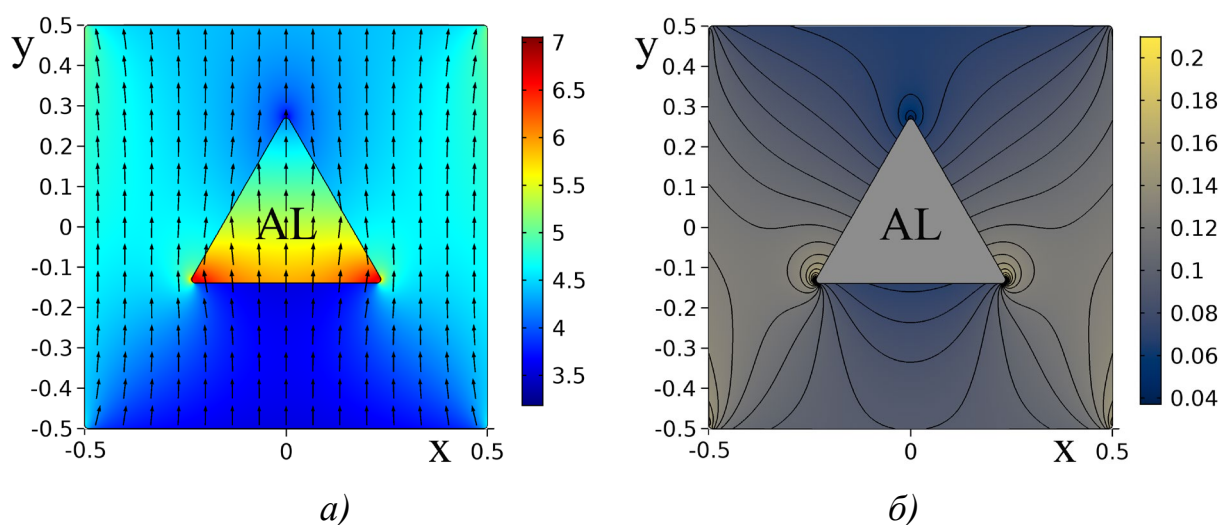


Рис. 2. Алюминиевое тело треугольной формы в магнитной жидкости $\lambda = 2$, $\xi_0 = 6$, $G_y = 1$, $\langle \varphi \rangle = 0.1$: а) магнитное поле в выраженное через ξ ; б) концентрационное поле дисперсных частиц магнитной жидкости

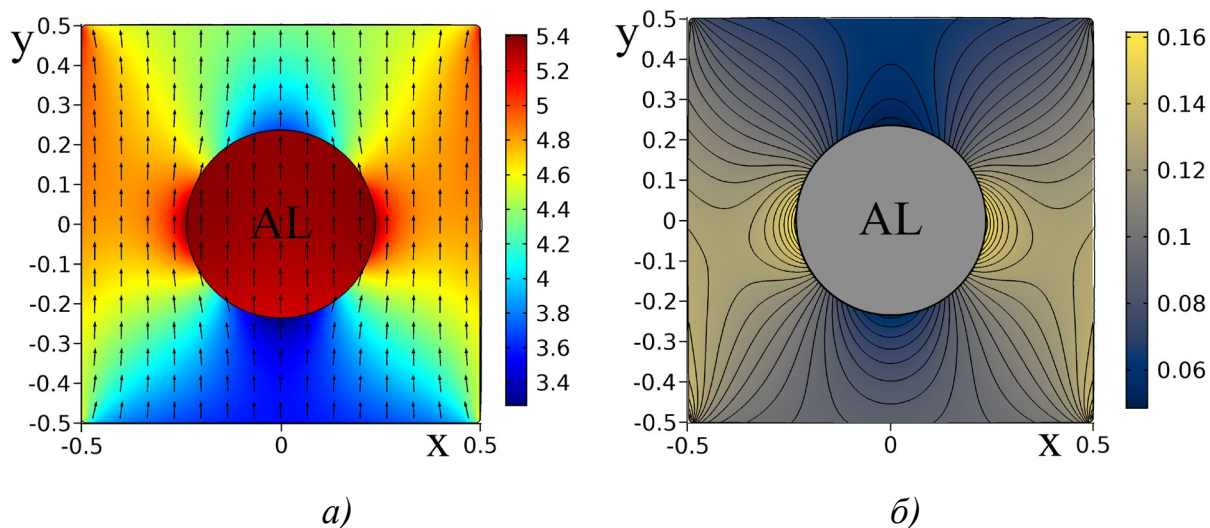


Рис. 3. Алюминиевое тело круглой формы в магнитной жидкости при $\lambda = 2$, $\xi_0 = 6$, $G_\gamma = 1$, $\langle \varphi \rangle = 0.1$: а) магнитное поле в выраженное через ξ ; б) концентрационное поле дисперсных частиц магнитной жидкости

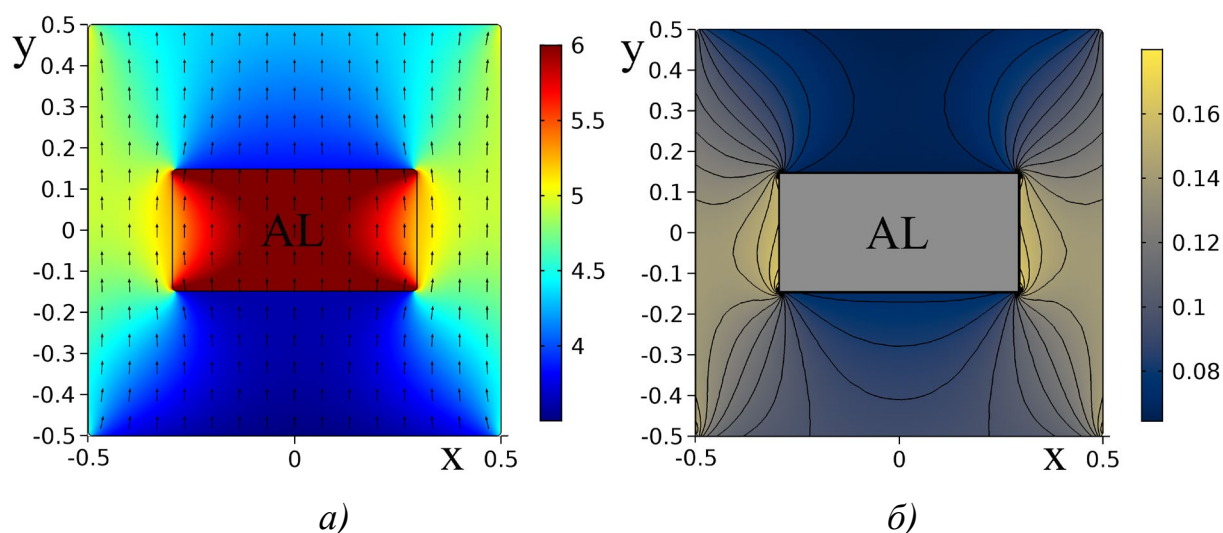


Рис. 4. Алюминиевое тело прямоугольной формы в магнитной жидкости при $\lambda = 2$, $\xi_0 = 6$, $G_\gamma = 1$, $\langle \varphi \rangle = 0.1$: а) магнитное поле в выраженное через ξ ; б) концентрационное поле дисперсных частиц магнитной жидкости

коэффициента расслоения от координаты алюминиевых тел при их перемещении вдоль вертикальной оси. Результаты получены при одинаковых параметрах задачи для установившегося состояния. Прямоугольное тело дает наибольшее расслоение во всей области исследования, на порядок превышающее результаты, полученные с треугольным телом. В силу вытянутой формы прямоугольника, в полости возникают широкие области с пониженным значением магнитного поля, что позволяет дисперсным частицам магнитной жидкости переместиться в зону с сильным магнитным полем. Если такой прямоугольник перевернуть, кривая его расслоения вновь будет вы-

ше, чем для остальных тел, но ниже, чем для горизонтальной ориентации прямоугольника.

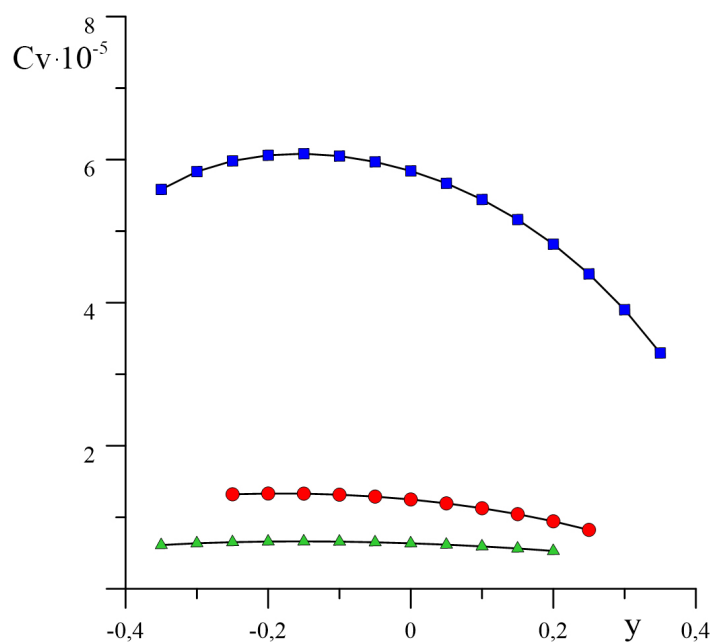


Рис. 5. Зависимость коэффициента расслоения магнитной жидкости с погруженными алюминиевыми телами от координаты центра тела:

● – круглого, ■ – прямоугольного, ▲ – треугольного,
 $\lambda = 2$, $\xi_0 = 6$, $G_\gamma = 1$, $\langle \varphi \rangle = 0.1$

Список литературы

1. Bauer-Gottwein P., Gondwe B. N., Christiansen L. et al. Hydrogeophysical exploration of three-dimensional salinity anomalies with the time-domain electromagnetic method (TDEM) // Journal of Hydrology. 2010. Vol. 380 (3–4). P. 318–329.
2. Ivanov A. O., Kuznetsova O B. Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations // Physical Review E. 2001. Vol. 64 (4). 041405.
3. Pshenichnikov A. F., Elfimova E. A., Ivanov A. O. Magnetophoresis, sedimentation, and diffusion of particles in concentrated magnetic fluids // Journal of Chemical Physics. 2011. Vol. 134 (18). 184508.
4. Fernández M. Á., Moubachir M. A Newton method using exact Jacobians for solving fluid–structure coupling // Computers & Structures. 2005. Vol. 83 (2-3). P. 127–142.

ОТРАБОТКА МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УТЕЧЕК ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТРУБОПРОВОДОВ

М. М. Гончаров^а, А. Н. Кондрашов^а, А. А. Оглезнев^б

^аПермский государственный национальный исследовательский университет
614990, Пермь, Букирева, 15

^бООО «Инверсия-сенсор», 614990, Пермь, 25 Октября, 106

В работе приводятся результаты натурного эксперимента, направленного на отработку методов сигнализации утечки. Показано успешное обнаружение времени утечки, путем сравнения с показаниями термопар мультиметра Fluke 187 и тепловизора Fluke VT04.

Ключевые слова: утечка газа; обнаружение утечки; локализация утечки; трубопровод

PROCESSING METHODS FOR DETERMINING LEAKS FROM HIGH-TEMPERATURE PIPELINES

M. M. Goncharov^a, A. N. Kondrashov^a, A. A. Ogleznev^b

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInversion Sensor, 25 Oktyabrya St. 106, 614990, Perm

The paper presents the results of a full-scale experiment aimed at developing leakage alarm methods. Successfully detected leakage times are shown by comparing with the thermocouples of the Fluke 187 multimeter and the Fluke VT04 thermal imager.

Keywords: gas leak; leak detection; leak localization; pipeline

На сегодняшний день утечки из магистральных трубопроводов по-прежнему представляют угрозу жизни и здоровью людей, приводят к значимым экономическим потерям и пагубно влияют на экологию планеты [1–4]. В связи с этим, предприятия машиностроительной, химической и энергетической отраслей заинтересованы в решении задач скорейшего устранения возникающих утечек [5].

Так коллективом сотрудников кафедры общей физики ПГНИУ, включая автора выполнил математическое моделирование процессов утечки, разработал методы визуализации температурных полей, а также прикладное программное обеспечение для осуществления мониторинга тепловых процессов.

Чтобы проверить правильность работы методов и программного обеспечения был проведен эксперимент на испытательной площадке ПАО Теплообменник, г. Нижний Новгород, направленный на отработку методов сигнализации утечки. Результаты эксперимента и основные выводы, полученные на их основе описаны в данной работе.

Методика проведения испытаний

Экспериментальная отработка поиска высокотемпературных утечек

проводились на стендовой базе АО ПКО «Теплообменник» г. Нижний Новгород. Для испытаний был подготовлен стенд (рис. 1), который состоял из двух последовательно присоединенных трубопровода Ду100 из нержавеющей стали в теплоизолирующей оболочке толщиной 10–15 мм.

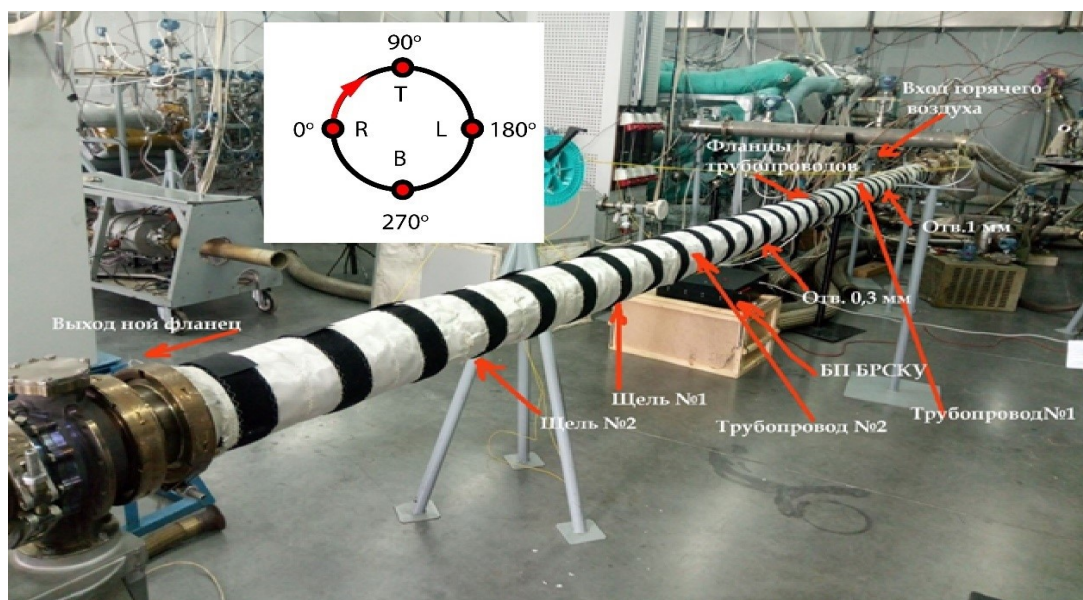


Рис. 1. Стенд с установленным демонстратором

В трубопроводах № 1 и № 2 были высверлены отверстие диаметром 1 мм и две щели размером 1 мм на 4 мм (рис. 2). Они были предварительно запаяны припоем ПОС-90 с температурой плавления 220°C, чтобы трубопровод в процессе выхода на режим сохранял целостность. Предполагалось, что после преодоления температурой газа значения температуры плавления припоя, произойдут утечки. Таким образом планировалось симитировать локализованный по времени прорыв горячего газа под большим давлением в ходе эксплуатации трубопроводов.



Рис. 2. Имитаторы утечек, заполненные припоем

Сверху на трубопроводах были установлены два кабель-основания (мата) из термостойкой ленты-липучки с уложенным оптоволоконным кабелем. Размещённые на этих основаниях кабели соединялись друг с другом последовательно.

Для установления факта утечки и нахождения времени утечки вблизи отверстия трубопровода №1 были установлены термодатчики мультиметра Fluke 187, а также дополнительно область нагрева контролировалась тепловизором Fluke VT04 (рис. 3).

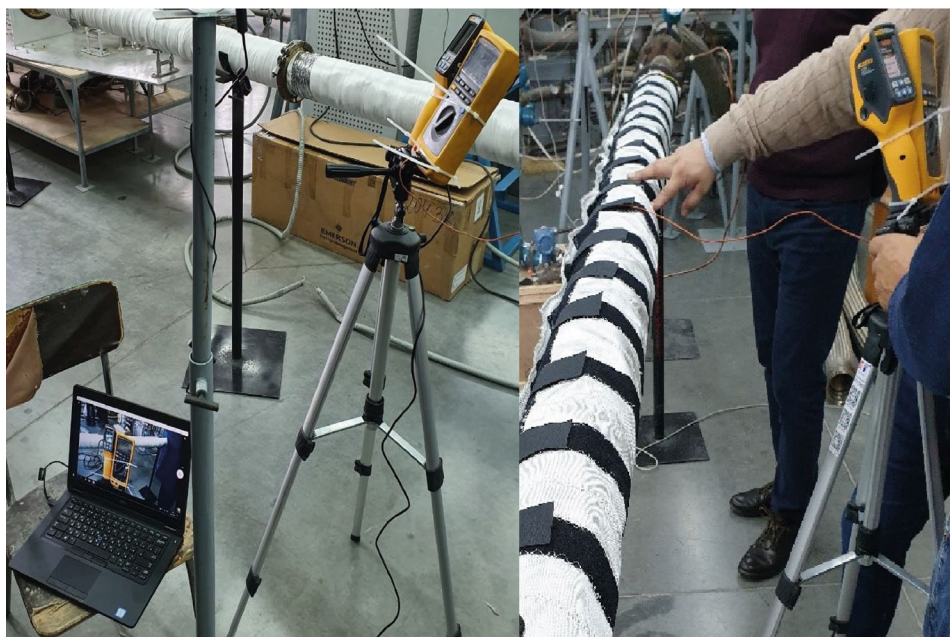


Рис. 3. Установка контрольных термодатчиков и тепловизора для фиксации факта и времени утечки

Для измерения температуры вдоль оптоволоконного кабеля использовался демонстратор бортовой распределительной системы контроля утечек БРСКУ, который подключался к первому кабель-основанию. Далее персональный компьютер с помощью демонстратора получал информацию о распределении температуры вдоль оптоволоконного кабеля и, анализируя ее, выводил сведения об утечке.

Результаты

Чтобы проследить за динамикой появления утечек, сначала газ, подводимый в систему, нагревался до температуры немного ниже температуры плавления припоя. Одновременно с этим повышалось давление в системе до требуемых 3 атмосфер (рис. 4). Затем, чтобы симитировать утечку, температуру доводили до значения температуры плавления припоя. Далее следили за формированием утечки и развитием ее при различных температурах выходящего газа.

Для верификации обнаружения факта утечки и времени задержки диагностирования утечки использовался сравнительный метод. Температура в месте имитатора утечки измерялась как кабель-датчиком БРСКУ, так и тер-

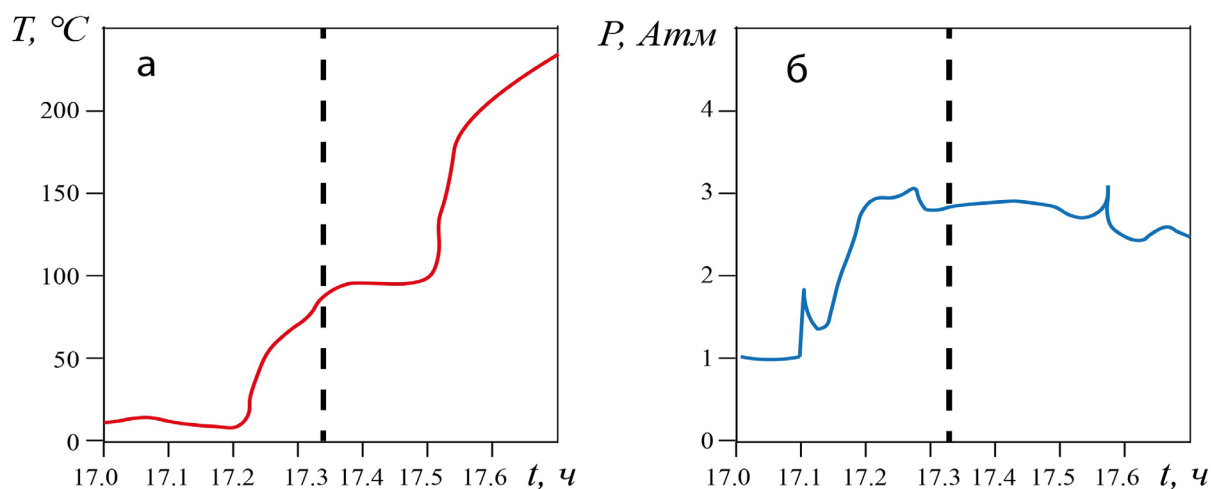


Рис. 4. Температура и давление подаваемого газа в систему

модарами мультиметра Fluke 187, а также дополнительно контролировалась область нагрева тепловизором Fluke VT04.

На рис. 5 показана развёртка профилей температуры вдоль оптоволоконного кабеля на первом измерительном мате во времени. В момент времени $t = 17.2$ ч, когда в трубопровод начал поступать горячий воздух, термограммы незамедлительно отреагировали усилением сигнала. В это же время, на фоне общего повышения температуры возникают обособленные области перегрева. Появление таких областей связано с удалением теплоизолирующей прослойки с места запланированной утечки. В результате, теплопроводность материала, а с ней и интенсивность теплового потока, оказываются распределены вдоль трубы неравномерно.

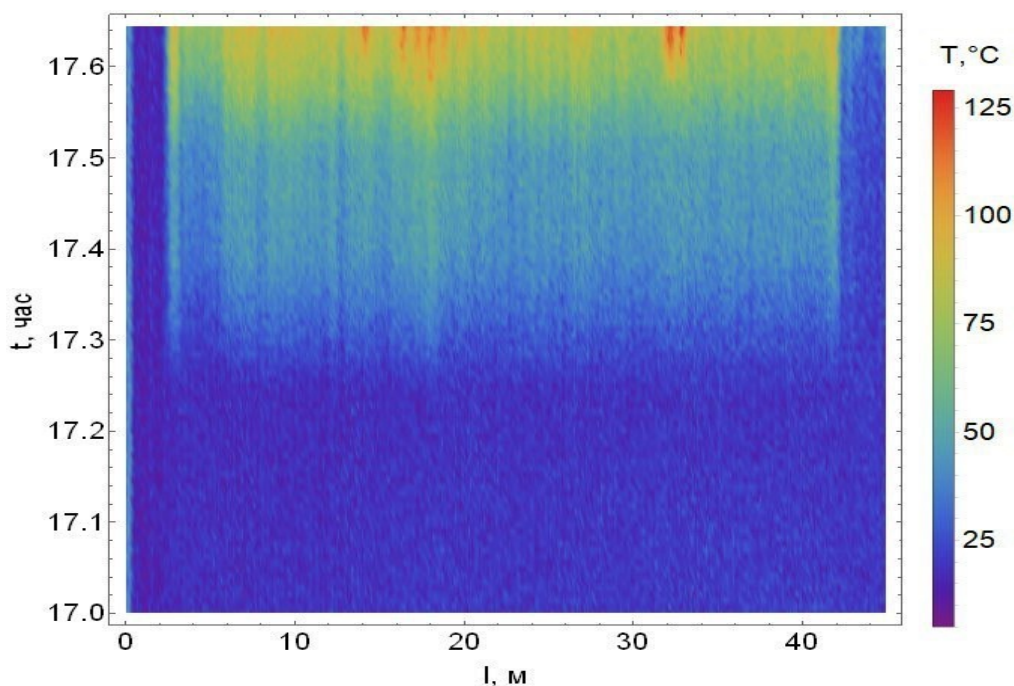


Рис. 5. Распределение температуры вдоль оптического волокна в различные моменты времени

Резкое увеличение температуры на поверхности мата происходит сначала в 17.24, а затем в 17.33. Зависимость температуры в области утечки при критерии значимости $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ от времени приведена на рис. 6.

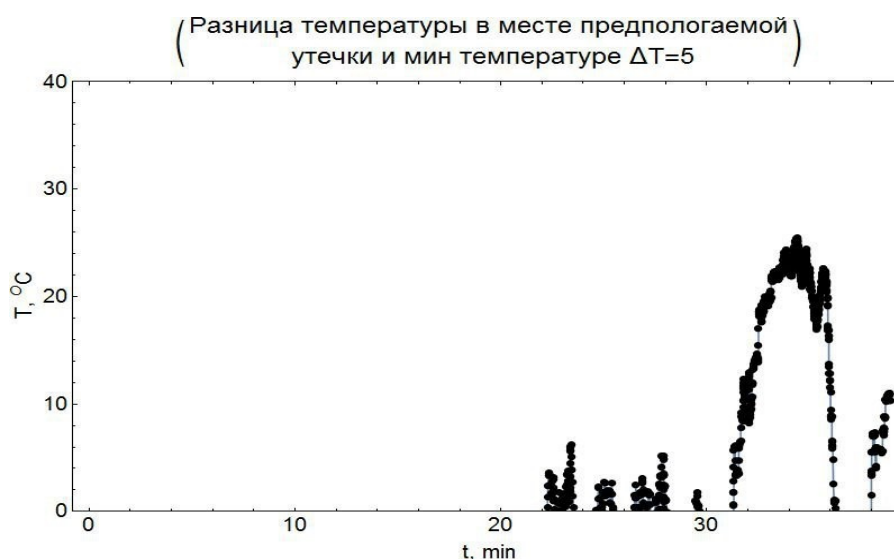


Рис. 6. Превышение температуры на поверхности основания кабель-датчика БРСКУ в месте прорыва трубопровода над средним значением во времени. Крайняя левая точка соответствует моменту обнаружения утечки $t=17:24:12$. Резкий скачок соответствует времени 17:33

Таким образом, система начала выдавать срабатывание по порогу 5°C от среднего значения по линии кабель-датчика в 17:24:12, по порогу 15°C в 17:33. Время фиксирования утечки термодатчиком мультиметра Fluke 187 – 17:35:37. Таким образом, система поиска утечек по порогу 15°C смогла зафиксировать предкритическое состояние появления дефекта в трубопроводе.

Закключение

Были проведены успешные испытания демонстратора БРСКУ. Достигнуты целевые показания точности определения времени возникновения и положения утечек на высокотемпературных трубопроводах. Определены необходимые технические характеристики аппаратного оформления измерительной системы.

Список литературы

1. Ян Х., Чэнь Ц., Чжао Х. и др. Взрыв газа в гаосюне-подробный анализ трагедии в портовом городе // Известия высших учебных заведений. Строительство. 2015. № 11–12. С. 57–73.
2. Тихонова Сах. А., Тихонова Св. А. Влияние нефтедобывающего комплекса на сельскохозяйственные угодья территории Республики Саха (Якутия) // Материалы Молодежного Экологического Форума. Кемерово, 2013. С. 207–210.

3. *Grudz V., Zhdek A., Bolonnuy V.* Formation of soil pollution area by oil when there is break of airtightness of main pipeline // Metallurgical and Mining Industry. 2016. No. 7. P. 56–62.
4. *Murvay P. S., Silea I.* A survey on gas leak detection and localization techniques // Journal of Loss Prevention in the Process Industries. 2012. Vol. 25 (6). P. 966–973.

ДИНАМИКА ПАРОГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ВБЛИЗИ ТВЕРДЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В СОЛЕВЫХ РАСТВОРАХ ПРИ ДЕГАЗАЦИИ

М. В. Козлов, К. А. Рыбкин, М. О. Кучинский

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В настоящей работе описано экспериментальное исследование динамики парогазовых пузырьков вблизи твердых поверхностей под действием ультразвука и возникающей, при этом, дегазации жидкости. В качестве жидкости использовались солевые растворы различной концентрации, а также дистиллированная вода. Динамика пузырьков рассмотрена при ультразвуковом воздействии с частотой 20 кГц.

Ключевые слова: кавитационные пузырьки; ультразвук; дегазация

DYNAMICS OF STEAM-GAS BUBBLES NEAR SOLID SURFACES IN SALT SOLUTIONS DURING DEGASATION

M. V. Kozlov, K. A. Rybkin^a, M. O. Kuchinsky^a

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

In this paper, we describe an experimental study of the dynamics of vapor-gas bubbles near solid surfaces under the action of ultrasound and the resulting liquid degassing. Saline solutions of various concentrations, as well as distilled water, were used as the liquid. The dynamics of the bubbles is considered under ultrasonic treatment with a frequency of 20 kHz.

Keywords: cavitation bubbles; ultrasound; degassing

Ультразвуковое (УЗ) воздействие на жидкость вызывает формирование в ней кавитационных пузырьков, а их коллапс приводит к огромной концентрации энергии в очень ограниченном объеме. При этом происходит преобразование поверхностной и кинетической энергии жидкости, в кинетическую энергию ударной волны и электромагнитную энергию, испускаемую в виде излучения энергии в инфракрасном и видимом диапазонах электромагнитных волн [1–4].

Важным параметром, влияющим на образование пузырьков, является степень насыщенности растворов атмосферным воздухом или другим газом, а также содержание различных газов в жидкости.

В данной работе рассматривается динамика пузырьков возникающих под действием УЗ при дегазации жидкости в следствии воздействия на жидкость ультразвуковых колебаний. На рис. 1 из [5] представлена зависимость концентрации газа от времени, где красной линией выделена кривая, соответствующая обработке жидкости ультразвуком.

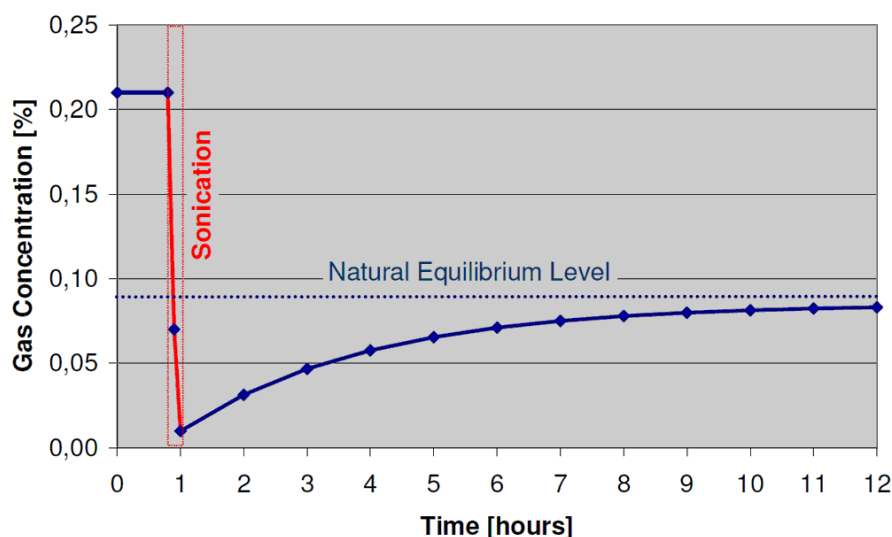


Рис. 1. Зависимость концентрации газа от времени

Экспериментальная установка, используемая в настоящем исследовании, состояла из кюветы, имеющей форму параллелепипеда, с размерами $110 \times 116 \times 160 \text{ мм}^3$ (рис. 2). В центральной части кюветы строго вертикально закреплялись исследуемые пластины. Для визуализации пузырьков использовался лазерный нож, создаваемый цилиндрической линзой и зеленым лазером KLM-532 с длиной волны излучения лазера 532 нм. Для регистрации динамики пузырьков использовалась высокоскоростная камера.

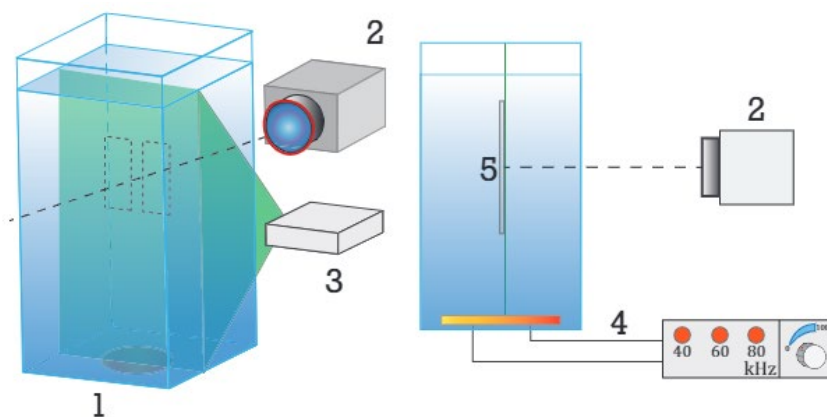


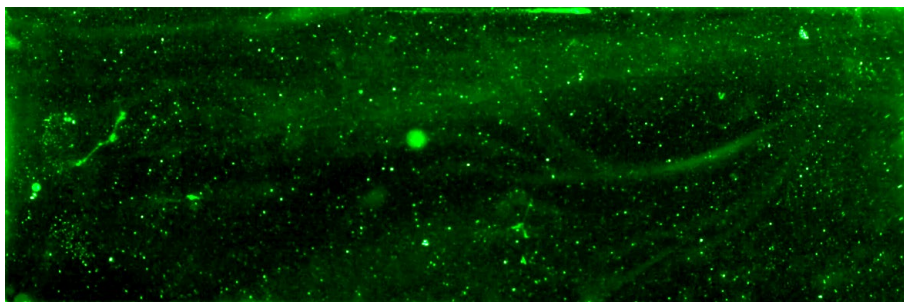
Рис. 2. Экспериментальная установка: 1) кювета $110 \times 116 \times 160 \text{ мм}^3$; 2) высокоскоростная камера; 3) лазер, 532 нм; 4) источник ультразвука, $f = 40 \text{ кГц}$, $P = 100 \text{ Вт}$; 5) исследуемые пластины

Исследуемые пластины были изготовлены из аморфного кварца (краевой угол смачивания 1°), органического стекла (краевой угол смачивания 51°), и тефлона (краевой угол смачивания 118°).

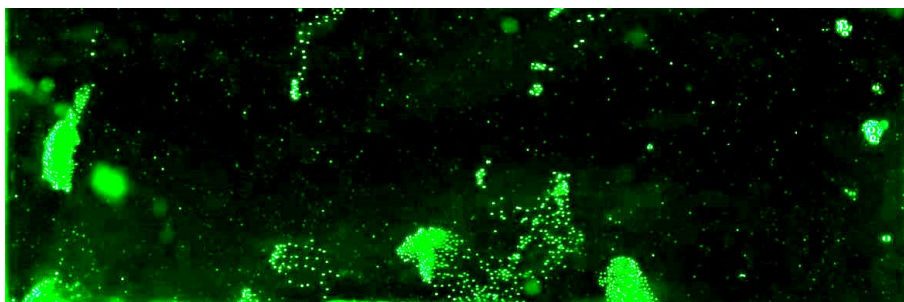
Как показали эксперименты, проведенные с дистиллированной водой и пластинами из кварца, оргстекла и тефлона, под действием УЗ в жидкости образуются кавитационные пузырьки, диаметр которых растет со временем за счет коалесценции. В дальнейшем часть образующихся пузырьков может

закрепиться на твердой поверхности, или осциллировать вблизи нее в зависимости от свойств поверхности и используемой жидкости.

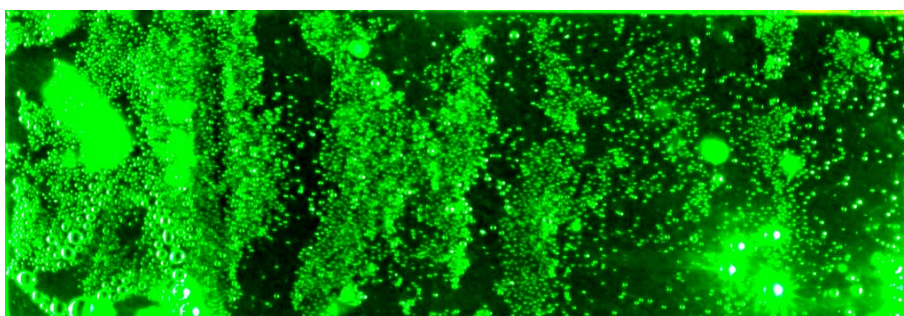
На рис. 3 представлены фотографии, полученные в экспериментах с пластинами из кварца, оргстекла и тефлона, в дистиллированной воде. Фотографии наглядно демонстрируют разницу в закреплении парогазовых пузырьков на поверхностях с различными свойствами при воздействии УЗ.



a)



б)



с)

Рис. 3. Фотографии поверхностей в дистиллированной воде после $t = 800$ с воздействия УЗ: а) аморфный кварц; б) оргстекло; с) тефлон

На рис. 4 видно, что относительная площадь поверхности, занимаемая пузырьками, изменяется в зависимости от степени дегазации воды. На поверхности тефлона в первые 60 с площадь, покрытая пузырьками, быстро растет, но в дальнейшем происходит замедление роста и выход на плато. После отключения ультразвука в некоторых случаях наблюдается открепление и всплытие некоторых пузырьков. На рис. 5 более подробно представлены результаты экспериментов в солевых растворах NaCl и KCl. Исходя

из полученных данных, было установлено, что на поверхности тефлона в солевых растворах NaCl с концентрацией 5% и KCl с концентрацией 5% относительная площадь поверхности покрытой пузырьками изменяется идентично.

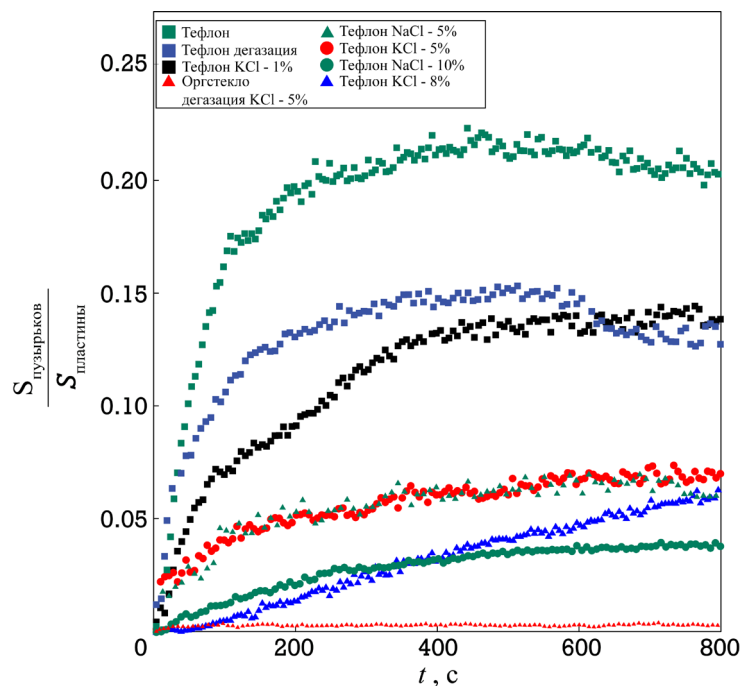


Рис. 4. Зависимость относительной площади поверхности покрытой пузырьками от времени воздействия УЗ

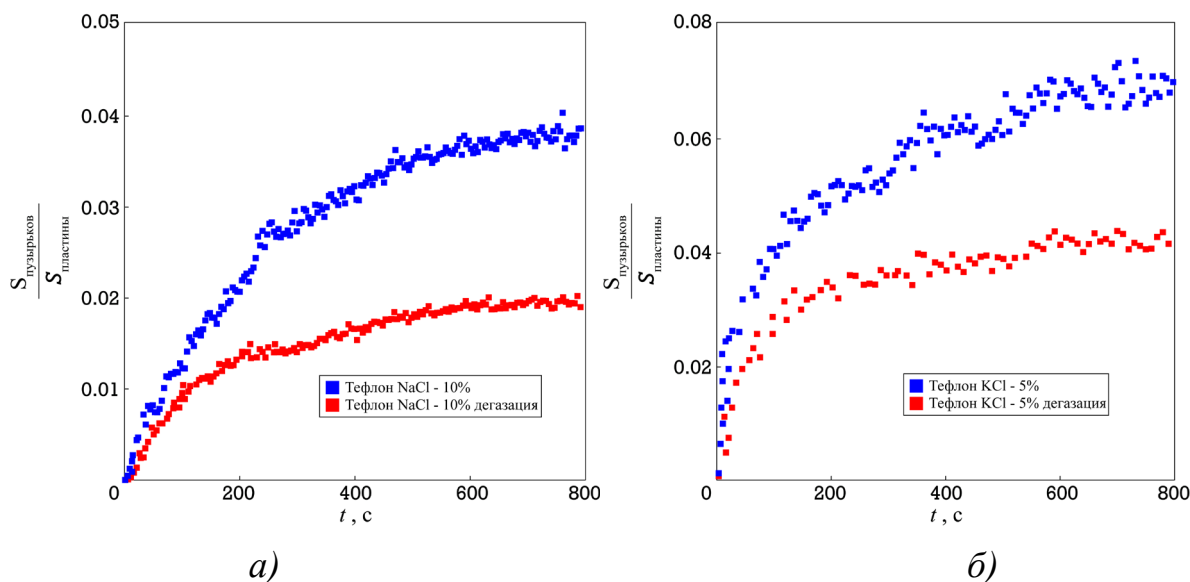


Рис. 5. Зависимость относительной площади поверхности покрытой пузырьками от времени воздействия УЗ: а) NaCl; б) KCl

Эксперименты показали, что на скорость роста площади, занимаемой пузырьками, существенно влияет степень дегазации воды. При длительной дегазации воды пузырьковые кластеры на поверхности оргстекла практиче-

ски не образуются, однако, на поверхности тефлона можно выделить несколько зон, в которых наблюдалось устойчивое прикрепление пузырьков. Такое поведение возможно является следствием диффузии воздуха с открытой поверхности жидкости в кювете. Таким образом, в работе экспериментально подтверждено различие в динамике роста площади поверхности, покрытой пузырьками, для тефлона и оргстекла в зависимости от степени дегазации воды.

Список литературы

1. *Suslick K S, Flannigan D. J.* Inside a collapsing bubble: sonoluminescence and the conditions during cavitation // *Annual Review of Physical Chemistry*. 2008. Vol. 59. P. 659–683.
2. *Gedanken A.* Using sonochemistry for the fabrication of nanomaterials // *Ultrasonics Sonochemistry*. 2004. Vol. 11 (2). P. 47–55.
3. *Margulis M. A., Margulis I. M.* Mechanism of sonochemical reactions and sonoluminescence // *High Energy Chemistry*. 2004. Vol. 38 (5). P. 285–294.
4. *Lyubimov D. V., Klimenko L. S., Lyubimova T. P., Filippov L. O.* The interaction of a rising bubble and a particle in oscillating fluid // *Journal of Fluid Mechanics*. 2016. Vol. 807. P. 205–220.
5. Hielscher Ultrasound Technology [Электронный ресурс]. URL: <http://bit.do/Ultrasonic-degassing> (дата обращения: 23.02.2020).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЗЫРЬКОВ ВОЗНИКАЮЩИХ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УЛЬТРАЗВУКА, ВБЛИЗИ ТВЕРДЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

А. А. Кугаевская^a, К. А. Рыбкин^a, О. О. Фатталов^a, Т. П. Любимова^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет, 614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

В работе экспериментально исследована динамика парогазовых пузырьков, возникающих в дистиллированной воде при действии ультразвука (УЗ), вблизи твердых пластин с различными поверхностными свойствами. Для экспериментов использовались пластины, изготовленные из тефлона, органического стекла и аморфного кварца. Эксперименты показали существенное влияние свойств поверхности на динамику пузырьков, осциллирующих на твердой поверхности, под действием УЗ. В случае гидрофобной поверхности (тефлон) наблюдается устойчивое прикрепление пузырьков. Для менее гидрофобных поверхностей наблюдается активный дрейф и всплытие пузырьков вдоль пластин, в результате чего, площадь, покрытая пузырьками, со временем растёт медленнее.

Ключевые слова: сонохимия; кавитационные пузырьки; ультразвук

EXPERIMENTAL STUDY OF THE DYNAMICS OF BUBBLES APPEARING IN A LIQUID UNDER THE INFLUENCE OF ULTRASOUND, NEAR SOLID SURFACES

A. A. Kugaevskaya^a, K. A. Rybkin^a, O. O. Fattalov^a, T. P. Lyubimova^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

In the work, the dynamics of vapor-gas bubbles arising in distilled water under the action of ultrasound (US), near solid plates with various surface properties, was experimentally investigated. For experiments, plates made of Teflon, organic glass, and amorphous quartz were used. The experiments showed a significant effect of surface properties on the dynamics of bubbles oscillating on a solid surface under the influence of ultrasound. In the case of a hydrophobic surface (Teflon), steady attachment of bubbles is observed. For less hydrophobic surfaces, active drift and bubbling of bubbles along the plates are observed, as a result of which the area covered with bubbles grows more slowly with time.

Keywords: sonohymia; cavitation vesics; ultrasound

Введение

Сонохимия – это раздел химии, который изучает взаимодействие мощных акустических волн и возникающие при этом химические и физико-химические эффекты, данный раздел получил широкое развитие в последнее десятилетие. При рассмотрении сонохимических реакций важным параметром является возникновение парогазовых (кавитационных) пузырьков в

жидких средах под влиянием источника ультразвука. Помимо этого, ультразвук находит свое применение в медицине и косметологии, пищевой промышленности, машиностроении и приборостроении. Приборы, созданные на основе УЗ источников, используются для измерения расстояний, диагностики болезней, очистки поверхностей, диспергирования эмульсий и для обеззараживания питьевой воды [1–5].

Динамика возникающих кавитационных пузырьков зависит от различных факторов, в жидкости могут наблюдаться как коллапс пузырьков, так и их коалесценция и длительное существование относительно крупных пузырьков, как в объеме жидкости, так и вблизи твердых поверхностей [6, 7]. Взаимодействие кавитационных пузырьков с твердыми поверхностями также является предметом дискуссий [8].

Описание экспериментальной установки и методики измерений

В экспериментах использовалась кювета, имеющая форму параллелепипеда, с размерами $110 \times 116 \times 160 \text{ мм}^3$ (рис. 1). Кювета была изготовлена из оргстекла толщиной 3 мм. В центральной части кюветы вертикально закреплялись исследуемые пластины. Для визуализации пузырьков использовался лазерный нож, создаваемый цилиндрической линзой и зеленым лазером KLM-532. Для регистрации динамики пузырьков использовалась высокоскоростная камера.

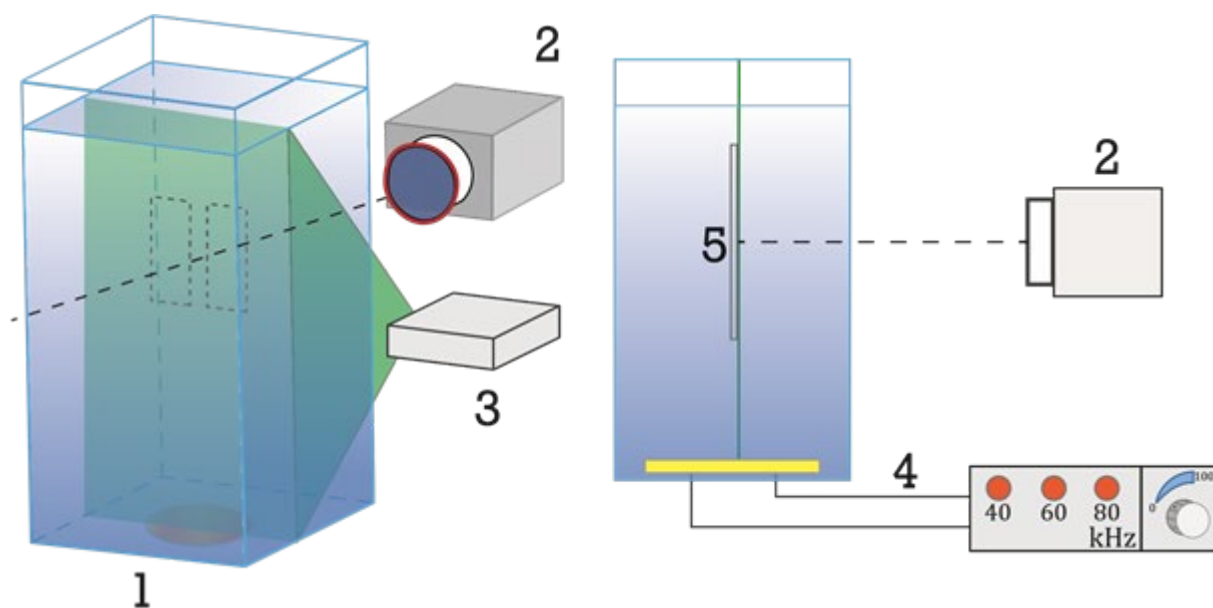


Рис. 1. Лабораторная установка: 1) кювета $110 \times 116 \times 160 \text{ мм}^3$; 2) высокоскоростная камера, 3) лазер, 532 нм; 4) источник ультразвука, $f = 40 \text{ кГц}$, $P = 100 \text{ Вт}$; 5) исследуемые пластины

В качестве источника ультразвука использовался металлический диск диаметром 88 мм, размещенный на дне кюветы так, чтобы центр излучателя совпадал с центром дна ячейки. Он подключался к генератору ультразвуко-

вых колебаний с частотой $f = 40$ кГц и максимальной мощностью $P = 100$ Вт.

Результаты

На рис. 2 представлены фотографии, полученные в экспериментах с пластинами из кварца, оргстекла и тефлона, в дистиллированной воде. Фотографии наглядно демонстрируют разницу в закреплении парогазовых пузырьков на поверхностях с различными свойствами при воздействии УЗ.

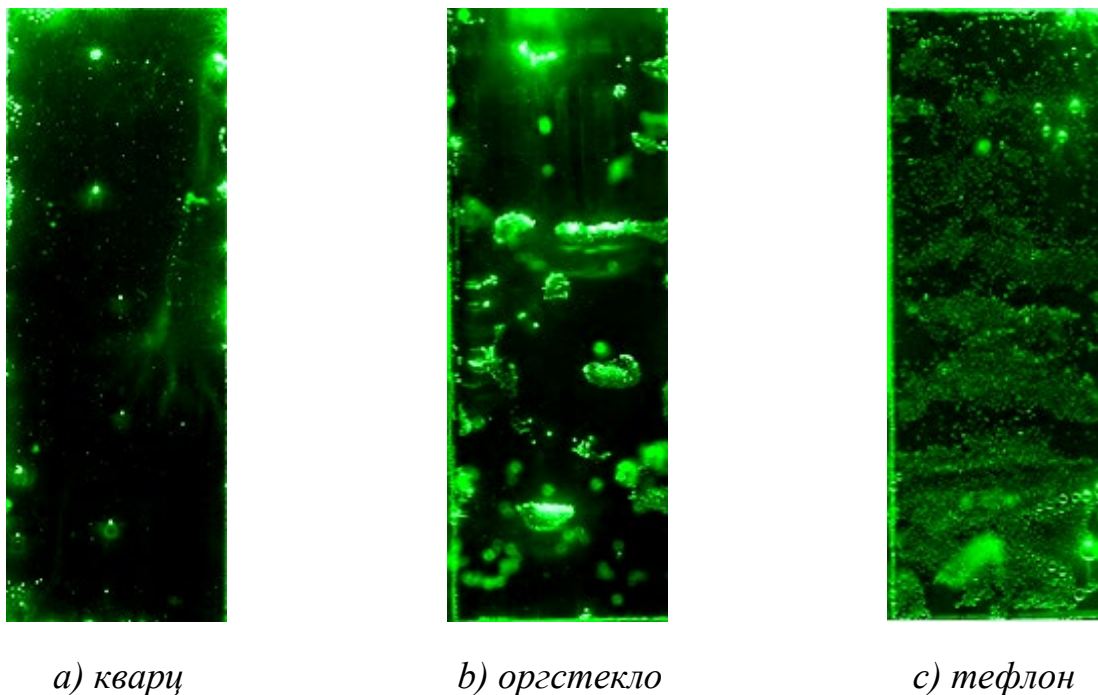


Рис. 2. Фотографии поверхностей в дистиллированной воде после $t = 800$ с воздействия УЗ

Для поверхностей оргстекла и тефлона наблюдается образование линейных цепочек (кластеров) из пузырьков, вмороженных в поверхность. Эти кластеры ориентируются перпендикулярно направлению распространения УЗ, т.е. наблюдается ориентирующее действие вибраций. Количество пузырьков возникших вблизи кварцевой пластинки, после УЗ воздействия длительностью $t = 800$ с, оказывается значительно меньшим, чем на более гидрофобной пластинке из оргстекла. В свою очередь, на ещё более гидрофобной поверхности тефлона общее количество пузырьков, закрепленных на поверхности, значительно превосходило площадь, покрытую пузырьками на оргстекле, что видно из фотографий представленных выше.

Наблюдаемые особенности динамики пузырьков обусловлены влиянием электростатических и гидродинамических сил, а именно силы Архимеда, силы поверхностного натяжения, действующей при коалесценции пузырьков, силы адгезии, градиента давления, возникающего из-за осредненных течений, вызванных действием УЗ. Одной из причин подвижности пузырьков на поверхности кварца, по-видимому, является преобладание гидроди-

намических и акустических сил над силами поверхностного натяжения, в случае же тефлона и оргстекла главный вклад вносят силы электростатической природы.

Заключение

Как показали эксперименты, в дистиллированной воде под действием УЗ вблизи гидрофильной поверхности кварца образуются инерционные пузырьки, большая часть которых всплывает в момент отключения УЗ. На гидрофобной поверхности пузырьки оставались прикрепленными на всех этапах эксперимента.

На гидрофобной поверхности парогазовые пузырьки образуют линейные цепочки (кластеры) из пузырьков, растущих со временем под действием УЗ. Наблюдается различие в динамике роста площади, покрытой пузырьками, для тефлона и оргстекла.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-69-46066).

Список литературы

1. *Oh J. Y., Choi S. D., Kwon H. O., Lee S. E.* Leaching of polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs) from industrial wastewater sludge by ultrasonic treatment // *Ultrasonics sonochemistry*. 2016. Vol. 33. P. 61–66.
2. *Stolyar S. V., Bayukov O. A., Yaroslavtsev R. N. et al.* Ion reduction in iron oxide and oxyhydroxide nanoparticles during ultrasonic treatment // *Advanced Powder Technology*. 2019. Vol. 30 (11). P. 2620–2625.
3. *Duck F A., Baker A. C., Starritt H. C.* Ultrasound in medicine. CRC Press, 1998. 314 p.
4. *Best T. M., Moore B., Jarit P. et al.* Sustained acoustic medicine: wearable, long duration ultrasonic therapy for the treatment of tendinopathy // *The Physician and Sportsmedicine*. 2015. Vol. 43 (4). P. 366–374.
5. *Zhu Y., Zhang T., Xu D. et al.* The removal of pesticide residues from pakchoi (*Brassica rape L. ssp. chinensis*) by ultrasonic treatment // *Food control*. 2019. Vol. 95. P. 176–180.
6. *Bremond N., Arora M., Ohl C. D., Lohse D.* Controlled multibubble surface cavitation // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 96 (22). 224501.
7. *Rybkin K. A., Bratukhin Yu. K., Lyubimova T. P. et al.* Experimental study of formation and dynamics of cavitation bubbles and acoustic flows in NaCl, KCl water solutions // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 879. 012026.
8. *Bremond N., Arora M., Dammer S. M., Lohse D.* Interaction of cavitation bubbles on a wall // *Physics of Fluids*. 2006. Vol. 18 (12). 121505.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЙ ОТ 20 КГЦ ИСТОЧНИКА УЛЬТРАЗВУКА

М. О. Кучинский^а, К. А. Рыбкин^с, О. О. Фатталов^а, Т. П. Любимова^{а,б}

^аПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^бИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Работа посвящена визуализации акустического течения, возникающего при воздействии источника ультразвука с частотой 20 кГц на жидкость. Эксперименты проведены для сонохимического реактора в виде прямоугольной полости с размерами 110×116×160 мм³, для H₂O и растворов соли NaCl (2%, 15%). Показано, что увеличение содержания соли в воде значительно влияет на интенсивность возникающего течения.

Ключевые слова: ультразвук; NaCl; сонохимический реактор

VISUALIZATION OF ACOUSTIC CURRENTS FROM 20 KHZ ULTRASOUND SOURCE

M. O. Kuchinsky^a, K. A. Rybkin^a, O. O. Fattalov^a, T. P. Lyubimova^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

The work is devoted to visualization of the acoustic flow arising from the action of an ultrasound source with a frequency of 20 kHz on a liquid. The experiments were performed for a sonochemical reactor in the form of a rectangular cavity with dimensions of 110×116×160 mm³, for H₂O and NaCl salt solutions (2%, 15%). An increase in the salt content in water significantly affects the intensity of the flow.

Keywords: ultrasound; NaCl; sonochemical reactor

Введение

Устройства, использующие источники ультразвука (УЗ) нашли широкое применение в различных технических приложениях, одним из них является применение УЗ в процессе флотации. В одной из работ [1] было изучено влияние ультразвуковой обработки на флотацию каменноугольных шламов с целью получения продуктов более высокого качества. Помимо этого, УЗ обработка, к примеру, используется для очистки металлических перфорированных мембран от загрязнений [2].

Мощный ультразвук может разрушить целостность жидкости, создавая кавитацию и акустическое течение, что уже находит применение в очистке поверхности, сварке пластмасс, сонохимии [3–4]. Основным интерес исследователей заключается в прогнозировании кавитационных событий внутри реактора, так как любые изменения в его конструкции, а также в составе ра-

бочей жидкости, будут приводить к непредсказуемому изменению его характеристик.

В настоящей работе описаны результаты по визуализации, а также качественному исследованию особенностей возникающих течений в сонохимическом реакторе прямоугольной формы.

Описание экспериментальной установки и методики измерений

Экспериментальная установка представляла собой прямоугольную оргстеклянную полость с размерами $110 \times 116 \times 160$ мм³. Электродинамический источник ультразвука (рис. 1, № 4) находился заподлицо с дном кюветы. В качестве рабочих жидкостей использовались: дистиллированная вода и водные растворы NaCl. Содержание соли в растворах варьировалось и составляло: 5% и 15%.

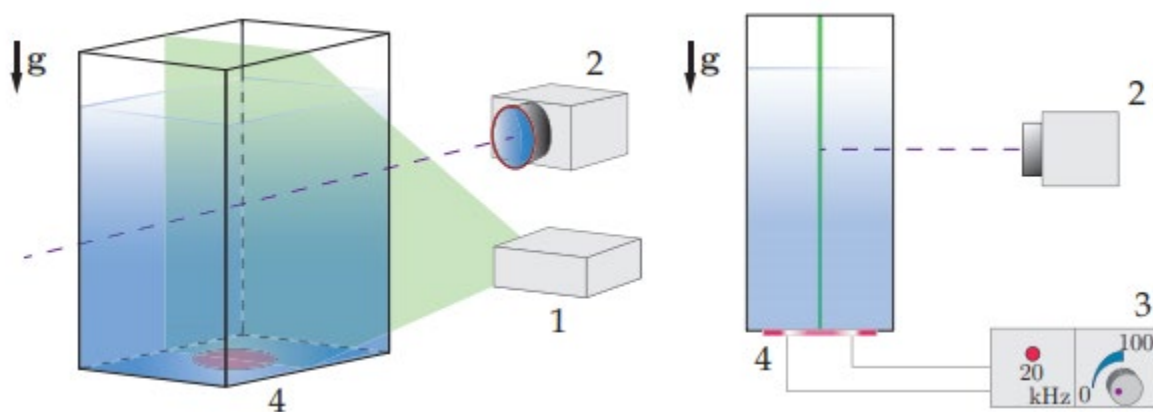


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Для исследования возникающего течения использовался метод PIV, для этого, в жидкость вводились полиамидные частицы с нейтральной плавучестью, средний размер которых составлял 65 мкм. Движение частиц фиксировалось на скоростную видеокамеру (рис. 1, № 2). В качестве источника света (рис. 1, № 1) использовался твердотельный постоянный лазер с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Для формирования лазерного ножа с разной толщиной использовался объектив. Раскрытие лазерного пучка происходило за счёт цилиндрической линзы. Полученные данные обрабатывались при помощи программного комплекса DaVis – LaVision. Кроме метода PIV, для визуализации акустического течения, использовался метод флуоресцентной визуализации с использованием красителя Родамин Б.

Результаты

Воздействие горизонтального излучателя УЗ на жидкость сосредоточено в цилиндрическом объёме, в котором можно выделить несколько зон в зависимости от расстояния до излучателя. В предварительных эксперимен-

тах был использован метод флуоресцентной визуализации (рис. 2а), а в дальнейшем метод PIV (рис. 2). Использование данных методов позволило продемонстрировать возможность визуализации акустического течения такими методами, а также изучить некоторые его особенности.

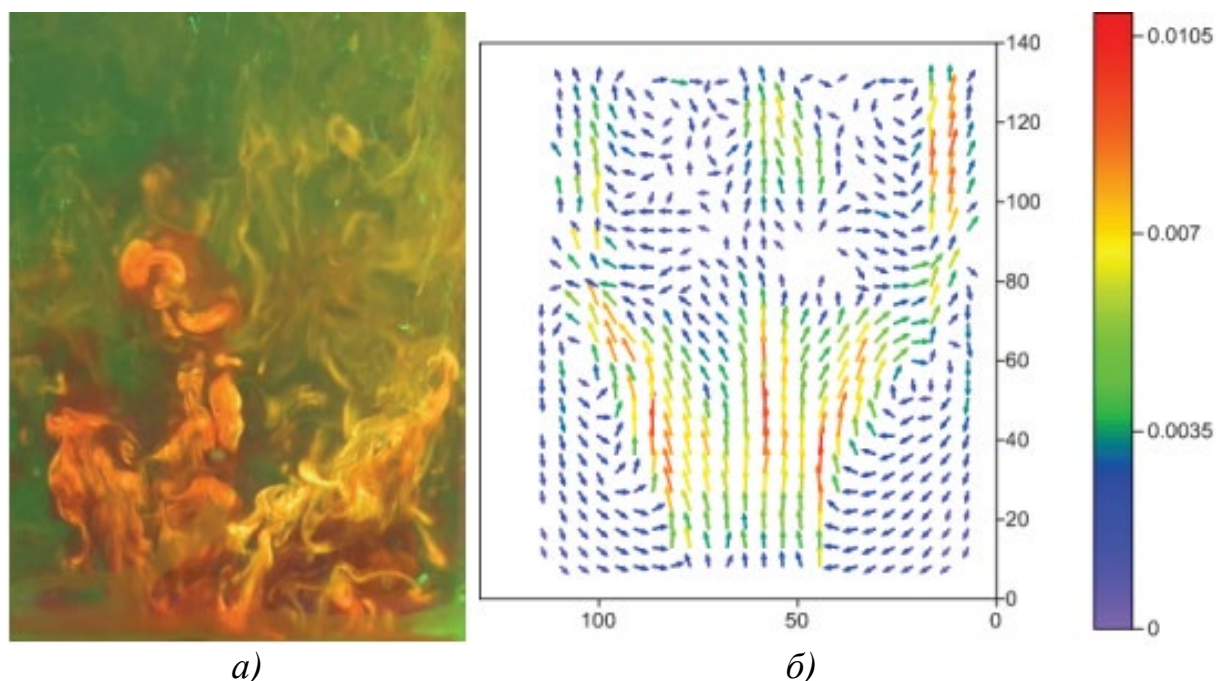


Рис. 2. Визуализация структуры акустического УЗ течения: а) методом флуоресцентной визуализации; б) осредненное по времени течение полученное с использованием метода PIV для дистиллированной воды

На рис. 2 наблюдается качественное совпадение визуализации УЗ течения в дистиллированной воде с использованием родамина и осредненного по времени поля скорости частиц, полученного методом PIV.

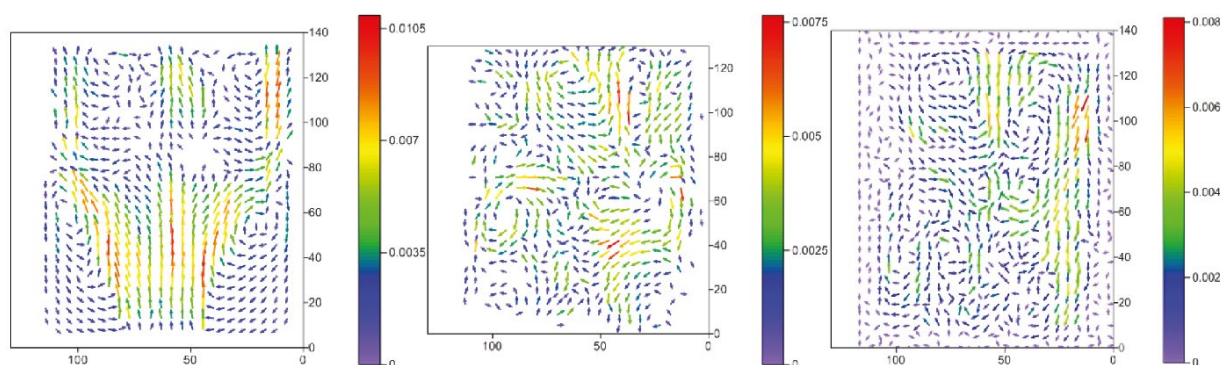


Рис. 3. Поля скорости частиц осредненные по времени для различных растворов (скорость в м/с)

Рассматривая осредненные по времени течения (рис. 3) для воды (рис. 3, слева) и двух растворов соли (рис. 3, центральный и правый) можно

заметить снижении средней скорости движения частиц при увеличении содержания соли в воде. Таким образом, проведённые эксперименты показали, что при распространении ультразвука в воде, скорость частиц на 30% превышает их скорость в 2% растворе соли.

Заключение

В ходе выполнения работы показана принципиальная возможность визуализации акустических течений от 20 кГц источника УЗ с использованием метода PIV и метода флуоресцентной визуализации с использованием родамина.

Было обнаружено, что при растворении в рабочей жидкости соли в различных концентрациях происходит существенное изменение скорости течения жидкости в сонохимическом реакторе (рис. 2, 3).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-69-46066).

Список литературы

1. *Ozkan S. G.* Effects of simultaneous ultrasonic treatment on flotation of hard coal slimes // *Fuel*. 2012. Vol. 93. P. 576–580.
2. *Tsybry I. K., Vyalikov I. L.* Analysis of cavitation on the surface of steel under the ultrasonic cleaning // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. 2017. Vol. 177. 012135.
3. *Soria A. C., Villamiel M.* Effect of ultrasound on the technological properties and bioactivity of food: a review // *Trends in food science & technology*. 2010. Vol. 21 (7). P. 323–331.
4. *Suslick K. S.* The chemical effects of ultrasound // *Scientific American*. 1989. Vol. 260 (2). P. 80–87.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МАЛОГАБАРИТНОЙ УСТАНОВКИ ПОЛУЧЕНИЯ СИНТЕЗ-ГАЗА

К. А. Сафарян, А. Н. Кондрашов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе приводятся результаты численного эксперимента, направленного на определение оптимальных параметров и режима работы малогабаритной установки получения синтез-газа. Показана возможность существования такого реактора. Результаты работы легли в основу задания на проектирование малогабаритного реактора получения метанола.

Ключевые слова: метанол; конверсия; синтез-газ

OPTIMIZATION OF OPERATING MODES OF A SMALL-SIZED SYNGAS PRODUCTION UNIT

K. A. Safaryan, A. N. Kondrashov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper presents the results of a numerical experiment aimed at determining the optimal parameters and operating mode of a small-sized syngas production unit. The possibility of such a reactor is shown. The results of the work formed the basis of the task for designing a small-sized methanol production reactor.

Keywords: methanol; conversion; syngas

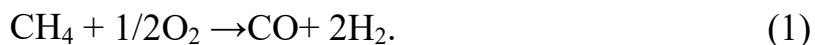
Попутный нефтяной газ (ПНГ) – это смесь различных углеводородов, выделяющихся в процессе добычи и переработки нефти. Основную часть ПНГ составляет метан (около 60%). В настоящее время метан, в основном, используется в качестве топлива. Его доля в энергетике развитых стран составляет около 20%, а в бытовом секторе – 40%.

Затраты на транспортировку метана намного выше затрат на его добычу (для жидких и твердых углеводородов – наоборот). Единственным универсальным способом безубыточной или почти безубыточной утилизации ПНГ в условиях российских добывающих регионов представляется его малотоннажная конверсия в жидкие продукты непосредственно на промыслах [1]. Стоимость транспортировки в этом случае составляет около 30% от себестоимости газа, что является экономически нецелесообразным. Поэтому во многих случаях выгоднее сжигать газ на промыслах [2].

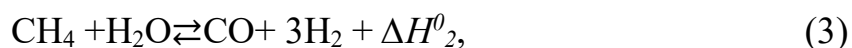
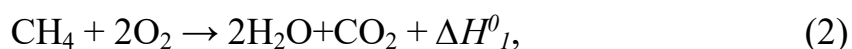
В этой работе рассматривается реактор, предназначенный для конверсии метано-воздушной смеси в синтез-газ, который получил название MR-10 (Methane Reformer). Она направлена на определение оптимальных параметров и режимов работы для установки получения синтез-газа, который впоследствии будет использован для синтеза метанола. Получать синтез-газ

было решено путем парциального окисления метана (ПОМ). В ходе работы было изучено влияние пористости катализатора, тепловых условий на границах, а также перепада давлений на производительность и селективность реактора.

В реакторе MR-10 планируется проводить реакцию парциального окисления метана, содержащегося в ПНГ. В результате парциального окисления метана получается смесь угарного газа и водорода – синтез-газ. Соответствующая реакция может быть записана в форме:



Реакцию (1) принято рассматривать в качестве трех параллельных процессов: реакция окисления превращает метан в воду и углекислый газ, далее путем паровой и углекислотной конверсий получается синтез-газ [3]:



где ΔH^0_j ($j = 1, 2, 3$) – стандартный тепловые эффекты химических реакций (при $P=1$ атм., $T=T_0=298$ К).

Управляющие уравнения решались численными методами в пакете Comsol Multiphysics. Для расчетов использовался стационарный решатель метода Ньютона-Рафсона.

В ходе расчетов было решено разделить реакции на два отдельных аппарата. Так как реакция окисления метана является экзотермической, а две последующие – эндотермические. Также из констант скоростей химических реакций следует, что реакция окисления метана (2) идет в 10^8 раз быстрее, чем реакции (3) и (4). На рис. 1 видно, что в начале реактора происходит резкий скачок температуры. Это объясняется тем, что происходит большое выделение температуры, далее эта температура резко снижается. Такой градиент может оказать разрушительное воздействие на стенки труб реактора.

После первой реакции продукты окисления метана будут поступать в качестве исходных продуктов в трубку с катализатором для осуществления реакций (2) и (3). Выходные данные реакции горения: T_{in} , P_{in} и концентрации CH_4 , CO_2 и H_2 будут брать за начальные параметры для второй и третьей реакций.

Для сравнения результатов расчетов и следующего за этим выбора оптимальной системы управляющих уравнений рассматривалось несколько моделей фильтрации: Дарси, Бринкмана и Эргуна. Коэффициент проницаемости можно определить через уравнение Козени-Кармана.

В работе было представлено несколько моделей реактора. Их сравнение показало, что для расчета параметров реактора больше всего подходит одномерная неизотермическая модель. На рис. 2 изображена схема стадии риформинга.

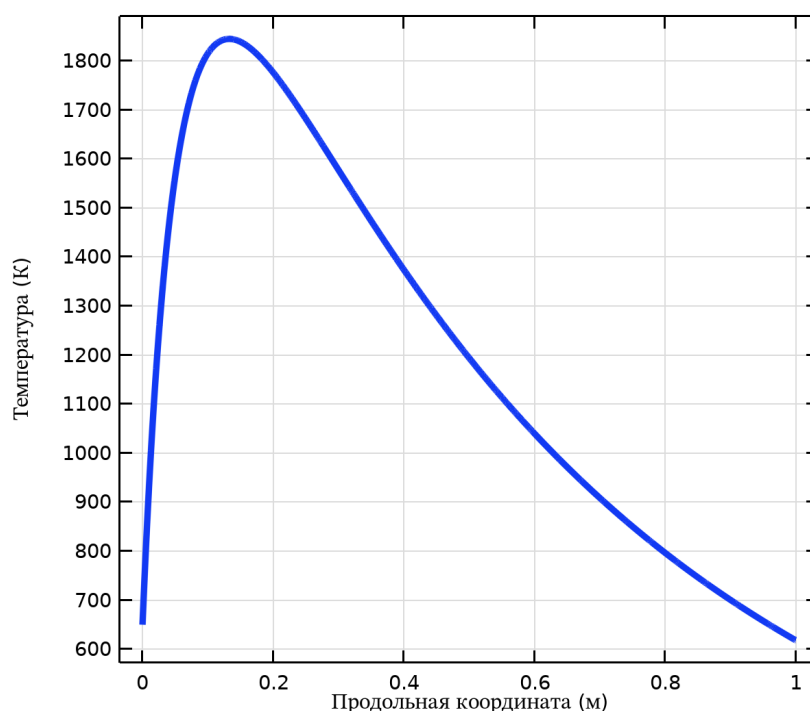


Рис. 1. Изменение температуры вдоль реактора.
 $\varepsilon = 0.4$, $\Delta P = 1$ атм., $T = 650^\circ\text{C}$

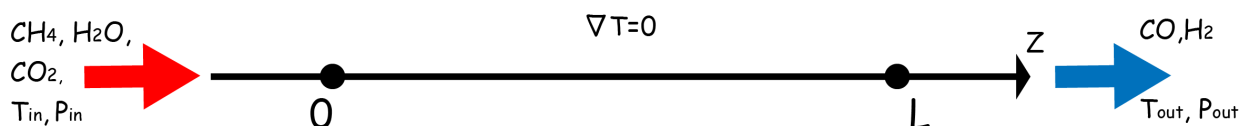


Рис. 2. Схематическое изображение одномерного неизо термического реактора

На рис. 3 приведен график изменения профилей концентраций вдоль реактора для реакций (2) и (3). График показывает, что сначала концентрации веществ растут, так как происходит активная реакция. Затем наблюдается их падение, что связано с уменьшением давления вдоль реактора, которое влечет за собой уменьшение плотности смеси.

Управляющими параметрами в этой задаче являются: коэффициент пористости катализатора, перепад давлений и температура на входе в реактор. Расчеты позволили найти наиболее оптимальные значения для этих параметров: $\varepsilon = 0.4$, $\Delta P = 1$ атм., $T = 900^\circ\text{C}$.

Тестовые расчеты и оценка скоростей (рис. 4) показали, что уравнение Козени-Кармана неприменимо для этой задачи из-за слишком большого числа Рейнольдса. Для исправления ситуации было принято решение использовать уравнение Эргуна, которое в таких ситуациях подходит больше.

Расчет скорости производится с использованием уравнения Навье-Стокса. Течение считается установившимся, поэтому используется стационарная формулировка.

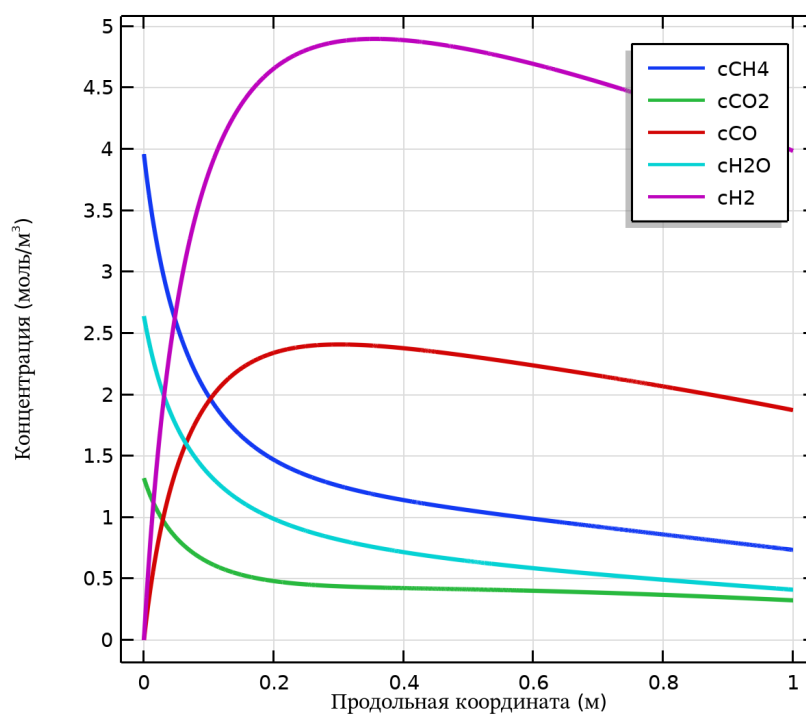


Рис. 3. Профили концентраций веществ вдоль реактора в одномерной неизотермической модели. $\varepsilon = 0.4$, $\Delta P = 1$ атм., $T = 1000^\circ C$

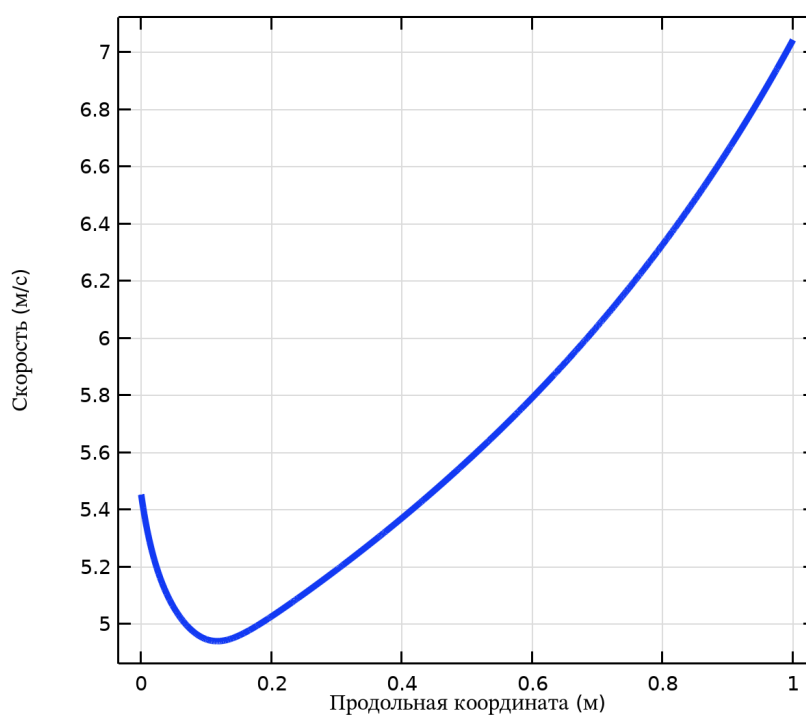


Рис. 4. Изменение скорости вдоль реактора. $\varepsilon = 0.4$, $\Delta P = 1$ атм., $T = 900^\circ C$

Результаты

Ключевым параметром работы реактора, определяющим его эффективность и производительность, служит тепловой режим. Стадия процесса про-

исходит с поглощением тепла, поэтому возникает необходимость подогревать каталитические трубки для поддержания протекания химических реакций. При этом существуют ограничения по температуре, связанные со свойствами материала трубок. Кроме того, увеличение температуры способно привести к падению производительности реактора, вследствие уменьшения плотности продуктов.

В реакторе MR-10 реализуется тепловой режим, при котором трубки катализатора обдуваются факелами горелки. Рассчитанные профили концентраций продуктов и реагентов вдоль одной из трубок с катализатором показаны на рис. 5.

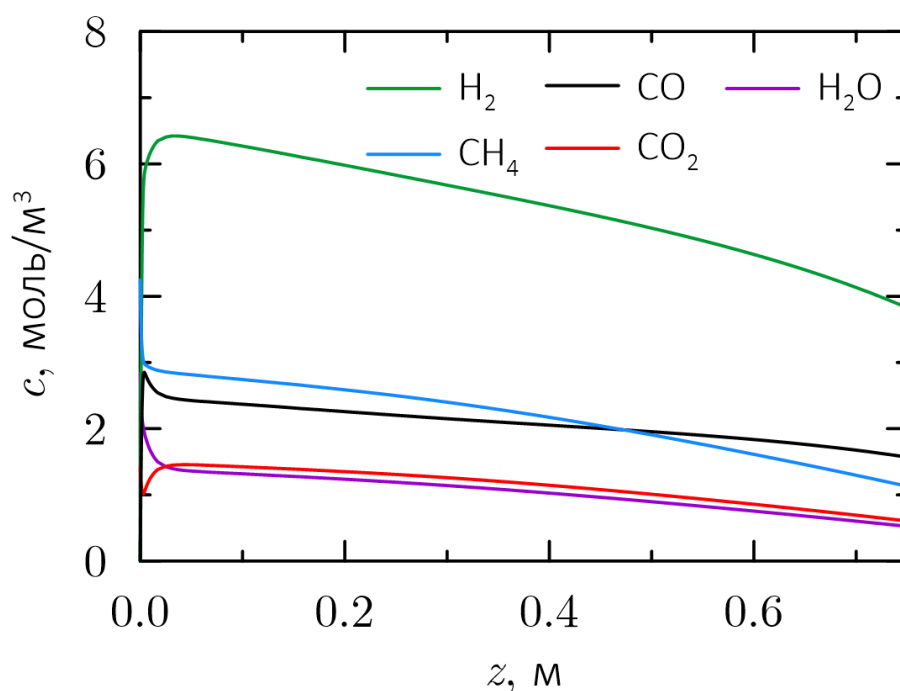


Рис. 5. Молярные концентрации компонент вдоль оси трубки реактора

Чтобы определить эффективность ректора, осуществляющего парциальное окисление метана, используются четыре основных параметра: конверсия CH_4 , производство H_2 , отношение H_2/CO , селективность CO [4]. В табл. 1 приведены значения этих параметров для этой модели.

Табл. 1. Основные параметры, определяющие эффективность реактора

Конверсия CH_4	71%
Производство H_2	32%
Отношение H_2/CO	2.29
Селективность CO	79%

В табл. 2 приведены массовые потоки всех компонент. Расчет производится для одной трубки.

Табл. 2. Массовые потоки (кг/с)

Метано-воздушная смесь	$4.40 \cdot 10^{-3}$
Метан	$1.80 \cdot 10^{-4}$
Угарный	$9.83 \cdot 10^{-4}$
Углекислый газ	$2.47 \cdot 10^{-4}$
Водород	$1.52 \cdot 10^{-4}$
Водяной пар	$1.02 \cdot 10^{-4}$
Азот	$2.74 \cdot 10^{-3}$

Список литературы

1. Арутюнов В. С., Синев М. Ю., Шмелев В. М., Кирюшин А. А. Газохимическая конверсия попутного газа для малой энергетики // Газохимия. 2010. № 11. С. 16–20.
2. Буренина И. В., Мухаметьянова Г. З. Проблемы и перспективы использования попутного нефтяного газа в России // Сетевое издание «Нефтегазовое дело». 2015. №. 3. С. 524–542.
3. Арутюнов В. С., Крылов О. В. Окислительные превращения метана. Наука, Москва, 1998. 369 с.
4. Alvarez-Galvan I C., Melian M., Ruiz-Matas L. et al. Partial Oxidation of Methane to Syngas Over Nickel-Based Catalysts: Influence of Support Type, Addition of Rhodium, and Preparation Method // Frontiers in Chemistry. 2019. Vol. 7. 104.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЬКОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ КВАРЦА

О. О. Фатталов^a, Т. П. Любимова^{a,b}, К. А. Рыбкин^a, И. В. Лунегов^a,
М. О. Кучинский^a

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bИнститут механики сплошных сред УрО РАН, 614013, Пермь, Королева, 1

Работа посвящена исследованию взаимодействия кавитационных пузырьков, возникающих под действием ультразвука с частотой 20 кГц, с пластиной из аморфного кварца в дистиллированной воде. Эксперименты показали, что воздействие ультразвука и связанные с этим кавитационные эффекты, возникающие в жидкости, способствуют изменению структуры поверхности кварца, что в свою очередь, влияет на взаимодействие пузырьков с поверхностью пластины.

Ключевые слова: ультразвук; эрозия; кавитация

EXPERIMENTAL STUDY OF THE IMPACT OF CAVITATION BUBBLES ON THE QUARTZ SURFACE

O. O. Fattalov^a, T. P. Lyubimova^{a,b}, K. A. Rybkin^a, I. V. Lunegov^a,
M. O. Kuchinsky^a

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bInstitute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Korolyov St. 1, 614013, Perm

The work is devoted to the study of the interaction of cavitation bubbles arising under the action of ultrasound at a frequency of 20 kHz with a plate of amorphous quartz in distilled water. The experiments showed that the effect of ultrasound and the associated cavitation effects that occur in a liquid contribute to a change in the structure of the surface of quartz, which in turn affects the interaction of bubbles with the surface of the plate.

Keywords: ultrasound; erosion; cavitation

Введение

При воздействии высокочастотных акустических вибраций на жидкости в них могут образовываться инерционные и неинерционные кавитационные пузырьки. Динамика образующихся пузырьков определяется различными факторами, могут наблюдаться как коллапс кавитационных пузырьков в жидкости, так и их коалесценция и длительное существование относительно крупных пузырьков [1, 2].

В последнее десятилетие применение ультразвука (УЗ) активно исследуется в применении к обогащению руд методом флотации [3] и к созданию наноструктурированных поверхностей [4–7], а использование УЗ в усовершенствованных методах дробеструйной обработки поверхности металлов

(USSP) позволило повысить прочностные качества металлов и их устойчивость к износу [8].

Особый интерес представляют исследования активности кавитационных процессов [2]. УЗ воздействие на жидкость, приводит к возникновению двух видов кавитации: инерционной и неинерционной. Неинерционная кавитация представляет собой процесс образования крупных парогазовых пузырьков, дрейфующих преимущественно в узлах УЗ волны и растущих в диаметре за счет процессов коалесценции. Время жизни таких пузырьков может достигать до десятков секунд. Инерционные же кавитационные пузырьки, существуют на временах, порядка периода УЗ колебаний и схлопываются, создавая микропотоки жидкости, локальный нагрев жидкости и ударные волны. При наличии твердого тела, волна преимущественно направлена в сторону твердого тела [9]. При взаимодействии инерционных кавитационных пузырьков с твердой поверхностью происходит ее модификация. Однако характер изменений может быть различным, в зависимости от комплекса внешних условий.

Цель данной работы качественно и количественно оценить изменение структуры поверхности кварца, погруженного в дистиллированную воду, подвергающуюся УЗ воздействию.

Описание экспериментальной установки и методики измерений

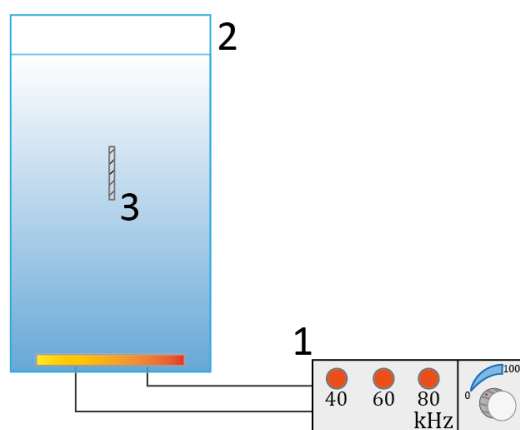


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 – генератор УЗ, 2 – оргстеклянная кювета, 3 – кварцевая пластина

Экспериментальная установка (рис. 1) представляла собой прямоугольную оргстеклянную кювету с размерами $110 \times 116 \times 160$ мм³. Электродинамический источник ультразвука располагался заподлицо с дном кюветы, мощность УЗ генератора $P = 100$ Вт, частота $f = 40$ кГц. В качестве рабочей жидкости использовалась дистиллированная вода, в качестве твердого тела использовалась плоская пластина из кварца с размерами 10×10 мм². Пластина помещалась в кювету в строго вертикальном положении на высоте

50 мм от дна кюветы, после чего включался источник УЗ. Время УЗ воздействия составляло 180 секунд, температура жидкости $t_0 = 20 \pm 2$ °С, РН = 7 на протяжении всего эксперимента. Подготовка пластины для эксперимента проводилась следующим образом: образец погружался в дистиллированную воду, затем обрабатывался водно-щелочным раствором NaOH с 25% массовой концентрацией, после чего погружался в раствор этилового спирта, затем снова в дистиллированную воду. Затем образец исследовался методом атомно-силовой микроскопии с помощью микроскопа «Интегра-Прима».

Результаты

При включении УЗ, в рабочей емкости наблюдалось появление инерционных кавитационных пузырьков, возникающих вблизи твердой поверхности кварца. Наблюдались также неинерционные кавитационные пузырьки, которые дрейфовали вблизи твердой поверхности в области, не превышающей 25 мм². Неинерционные кавитационные пузырьки росли в диаметре с течением времени, за счет коалесценции с более мелкими пузырьками и достигая критического размера всплывали на поверхность жидкости под действием силы Архимеда. В момент выключения УЗ, все пузырьки, дрейфовавшие вблизи пластины кварца, всплывали на поверхность жидкости. После окончания УЗ обработки пластины извлекались из жидкости, ополаскивались дистиллированной водой, высушивались, и подвергались сканированию с использованием микроскопа «Интегра-Прима».

На рис. 2, приведены изображения поверхности, полученные в результате атомной силовой микроскопии. Размер области, представленной на рисунке, составляет 3×3 нм. Анализ данных показал, что среднее расстояние между самой глубокой впадиной и самым высоким пиком D_{max} , до обработки УЗ составляло $D_{max} = 4.92$ нм, после обработки $D_{max} = 8.24$ нм.

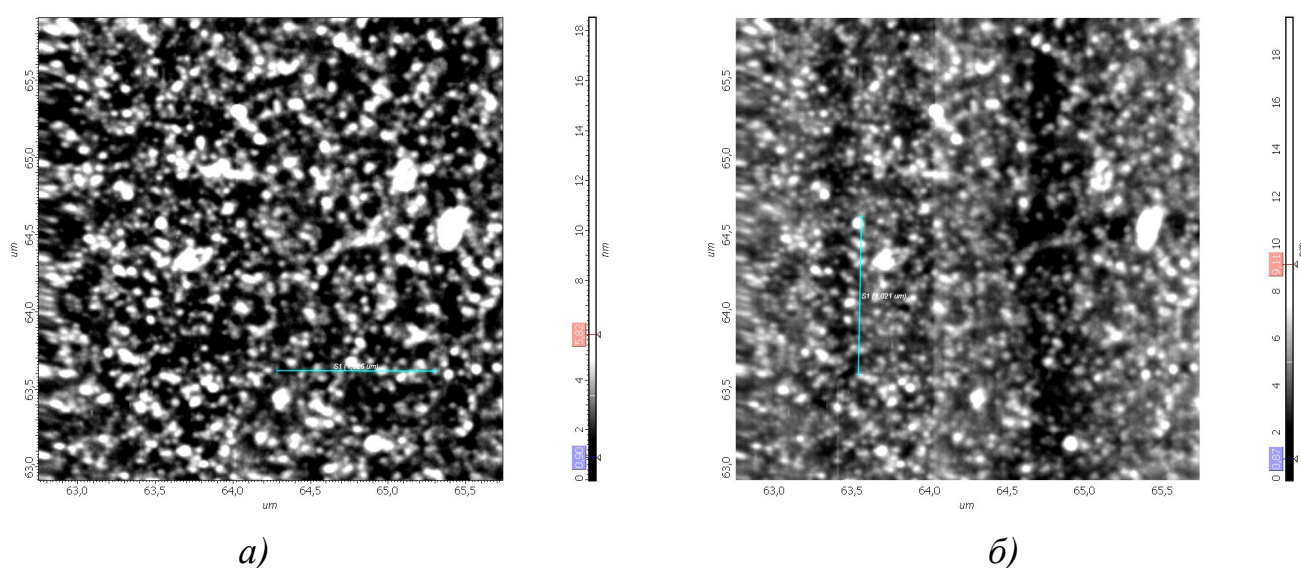


Рис. 2. Фотографии полученные на атомном силовом микроскопе в нанометровом масштабе: а) до обработки УЗ; б) после обработки УЗ

На рис. 3 представлены профили поверхности кварцевой пластинки. Можно заметить, что после обработки образовались сколы. Самый большой скол находится на расстоянии 0.4 нм от начала координаты *Plane*. Далее такие сколы наблюдаются на расстояниях 0.2 нм и 0.9 нм.

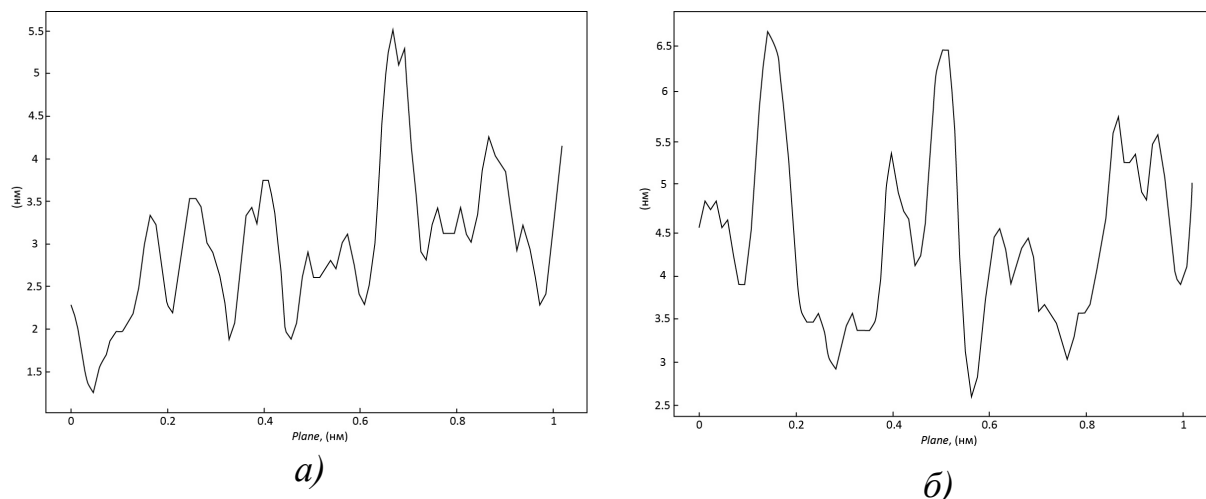


Рис. 3. Профиль поверхности кварцевой пластины, полученные с использованием микроскопа «Интегра-Прима»: а) до обработки УЗ; б) после обработки

Закключение

Показана принципиальная возможность экспериментального исследования интенсивности эрозии поверхности в результате воздействия УЗ с использованием микроскопа «Интегра-Прима». Обнаружено, что УЗ воздействие приводит к изменению структуры поверхности, а также к образованию сколов на поверхности кристаллов кварца.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-31-90138).

Список литературы

1. Bremond N., Arora M., Ohl C. D., Lohse D. Controlled multibubble surface cavitation // *Physical Review Letters*. 2006. Vol. 96. (22). 224501.
2. Rybkin K. A., Bratukhin Y. K., Lyubimova T. P., Fatallov O., Filippov L. O. Experimental study of formation and dynamics of cavitation bubbles and acoustic flows in NaCl, KCl water solutions // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 879 (1). 012026.
3. Altun N. E., Hwang J. Y., Hicyilmaz C. Enhancement of flotation performance of oil shale cleaning by ultrasonic treatment // *International Journal of Mineral Processing*. 2009. Vol. 91(1–2). P. 1–13.
4. Esrafilı L., Tehrani A. A., Morsali A., Carlucci L., Proserpio D. M. Ultrasound and solvothermal synthesis of a new urea-based metal-organic framework as a precursor for fabrication of cadmium (II) oxide nanostructures. // *Inorganica Chimica Acta*. 2019. Vol. 484. P. 386–393.

5. *Safarifard V., Morsali A.* Facile preparation of nanocubes zinc-based metal-organic framework by an ultrasound-assisted synthesis method; precursor for the fabrication of zinc oxide octahedral nanostructures // *Ultrasonics Sonochemistry*. 2018. Vol. 40. P. 921–928.
6. *Thangaraj P., Viswanathan M. R., Balasubramanian K., Mansilla H. D., Contreras D., Sepulveda-Guzman S., Gracia-Pinilla M. A.* Ultrasound assisted synthesis of morphology tunable rGO: ZnO hybrid nanostructures and their optical and UV-A light driven photocatalysis // *Journal of Luminescence*. 2017. Vol. 186. P. 53–61.
7. *Zhu H., Cavalieri F., Ashokkumar M.* Ultrasound-assisted synthesis of cross-linked poly (ethylene glycol) nanostructures with hydrophobic core and hydrophilic shell // *Macromolecular Chemistry and Physics*. 2018. Vol. 219(23). 1800353.
8. *Lang F. C., Xing Y. M., Zhu J., Zhao Y. R.* Study of the mechanical properties of a nanostructured surface layer on 316L stainless steel // *Advances in Materials Science and Engineering*. 2016. Vol. 2016. 517616.
9. *Skorb E. V., Moehwald H.* Ultrasonic approach for surface nanostructuring // *Ultrasonics Sonochemistry*. 2016. Vol. 29. P. 589–603.

РАЗРАБОТКА ИНДУКЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ РАСХОДА ЖИДКОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Н. Н. Белых, А. В. Манцуров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлена разработка индукционного преобразователя расхода жидкости с использованием синхронного детектирования. Описана работа синхронного детектора с обоснованием способности подавления помехи в виде постоянной составляющей измеряемого сигнала. Постоянная составляющая представляет собой электрохимический потенциал – независимая от величины магнитного поля, медленно изменяющаяся во времени добавка величиной до 200 мВ.

Ключевые слова: преобразователь расхода; синхронный детектор; химический потенциал

DEVELOPMENT OF AN INDUCTIVE FLOW TRANSDUCER USING SYNCHRONOUS DETECTION

N. N. Belyh, A. V. Mantsurov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The operating presents the development of an inductive flow transducer using synchronous detection. It is shown the work of synchronous detector is described, in which the ability to suppress the constant component of the measured signal is substantiated. The constant component represents the chemical potential - independent additive of the magnitude of the magnetic field slowly varying in time with a value up to 200 mV.

Keywords: inductive flow transducer; synchronous detector; chemical potential

1. Введение

Преобразователь расхода жидкости – это прибор, который преобразует объем жидкости, проходящей через сечение трубопровода за единицу времени в другую физическую величину – сигнал с определенным напряжением, частотой и током. Расходомеры активно используются для учета питьевой и технической воды в промышленности и в жилищно-коммунальном хозяйстве. Целью настоящей работы является разработка индукционного преобразователя расхода жидкости с использованием синхронного детектирования.

2. Принцип действия индукционных расходомеров

В работе используется индукционный метод измерения. Этот метод основан на законе электромагнитной индукции Фарадея. По трубе движется

электропроводящая жидкость, она же является движущимся проводником. По закону Фарадея, если поместить такой проводник в магнитное поле, то между краями проводника возникает ЭДС индукции. [1]

$$\mathcal{E} = \frac{4Q_0B}{\pi D},$$

где B – магнитная индукция, D – диаметр трубы, Q_0 – расход жидкости.

Индукционный расходомер устроен следующим образом: проточная часть состоит из нержавеющей трубы круглого сечения, покрытой внутри непроводящим слоем, на противоположных концах диаметра этой трубы установлены электроды. Снаружи трубы установлены катушки индуктора, создающие магнитное поле, перпендикулярно оси электродов.

3. Принцип действия разработанного прибора

Функциональная схема разработанного преобразователя представлена на рис. 1. Основные блоки – микроконтроллер (МК), стабилизатор тока, ключи индуктора, электроды проточной части, измерительный блок и блок питания. По техническому заданию прибор должен работать от 24 В, но это много для элементов схемы, к тому же некоторым микросхемам требуется отрицательное напряжение питания. Для этих целей разработан двухполярный импульсный понижающий источник питания (ИП), на +5 и –5 В, он разработан как отдельная плата.

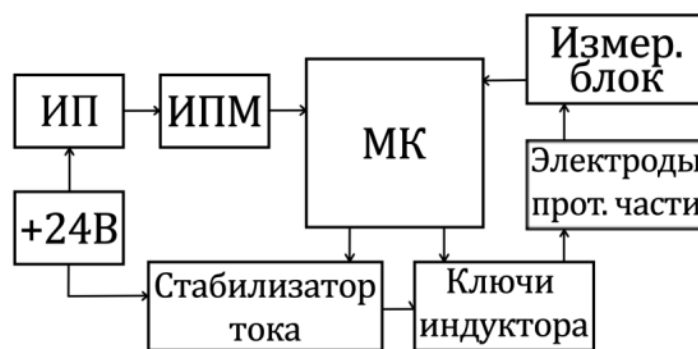


Рис. 1. Функциональная схема электронного блока

Стабилизатор тока индуктора. При изменении температуры активное сопротивление катушек индуктивности проточной части может изменяться, т.к. с изменением температуры меняется удельное сопротивление металла обмотки. Температура индуктора, в следствии различной температуры окружающей среды и температуры протекающей по проточной части жидкости, может изменяться от 2 до 70 °С, а значит сопротивление катушек может измениться от 30 до 40 Ом. При изменении активного сопротивления катушек индуктивности, будет так же изменяться протекающий в катушках ток. В свою очередь, изменение тока влияет на магнитную индукцию, от

которой зависит величина расхода измеряемой жидкости. Для независимости величины магнитного поля от температуры разработан импульсный стабилизатор тока индуктора на микросхеме LM2576.

Для подбора оптимальной величины магнитного поля, величина тока индуктора должна иметь возможность настройки в интервале от 0 до 1 А. Для этого в схеме предусмотрен усилитель сигнала обратной связи с регулируемым коэффициентом усиления. Значение токозадающего резистора R_i может оставаться неизменным, коэффициент усиления изменяется с помощью потенциометра. Значение тока постоянно отслеживается МК. (рис. 2)

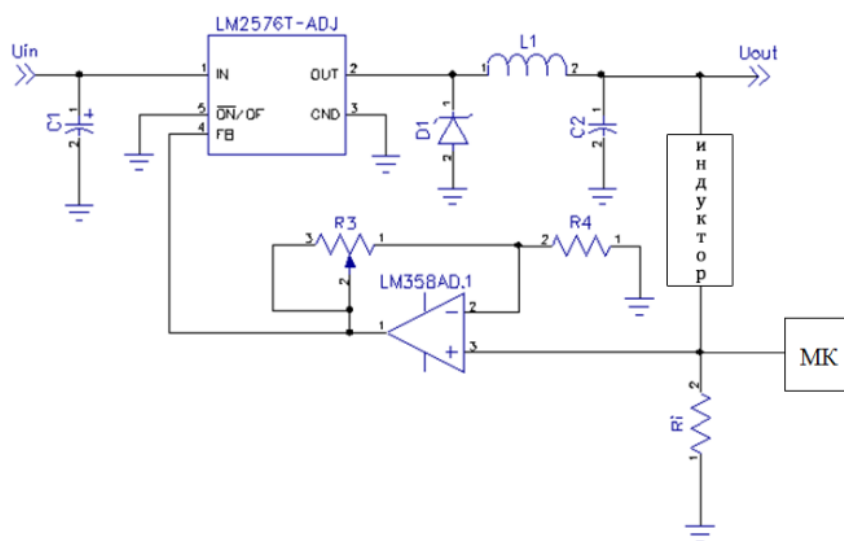


Рис. 2. Стабилизатор тока с услителем сигнала обратной связи на микросхеме LM2576

Экспериментально получена зависимость тока индуктора от температуры проточной части. Ток стабилизации выбран 210 мА. При изменении температуры от -5 до 80 $^{\circ}\text{C}$, ток изменялся в пределах 0.1 мА (рис. 3). Таким образом ток изменился на 0.05%, т.к зависимости линейны, изменения значения ЭДС также не будут превышать 0.05%.

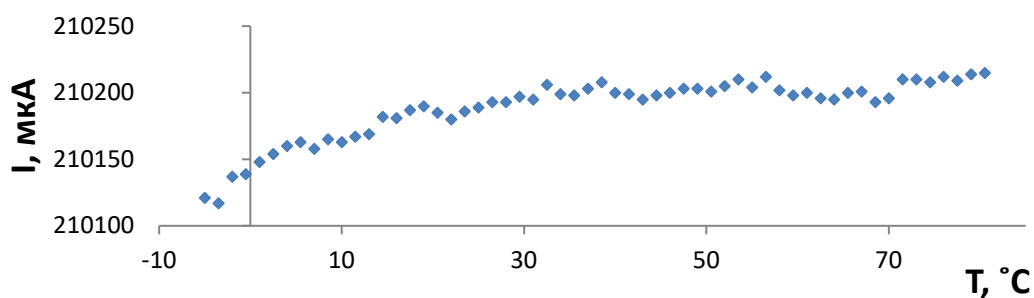


Рис. 3. Зависимость тока индуктора от температуры катушек индуктора

Блок ключей возбуждения тока индуктора. Данный блок, под управлением МК, формирует стабилизированный ток индуктора в специально заданной последовательности: положительное направление тока – отрицательное направление тока. Для смены направления тока используется Н – мост, состоящий из двух транзисторных пар. Смена направления необходима для исключения электрохимического потенциала протекающей жидкости.

Измерительный блок. При использовании соприкасающихся со средой измерительных электродов на границе между электродом и жидкостью образуется электрохимический потенциал (ЭХП). ЭХП изменяется во времени, так как зависит от различных переменных условий окружения, таких как температура, давление, состав среды, материал измерительных электродов и материал измерительной трубы. Изменяющийся ЭХП накладывается на измеряемую ЭДС, пропорциональную скорости потока среды, делая измерения не верными. По сравнению с частотой изменения направления поля индуктора ЭХП изменяется медленно, следовательно является низкочастотной помехой на фоне измеряемого сигнала. ЭХП может быть порядка 200 мВ, когда полезный сигнал всего 100 мкВ и меньше [2].

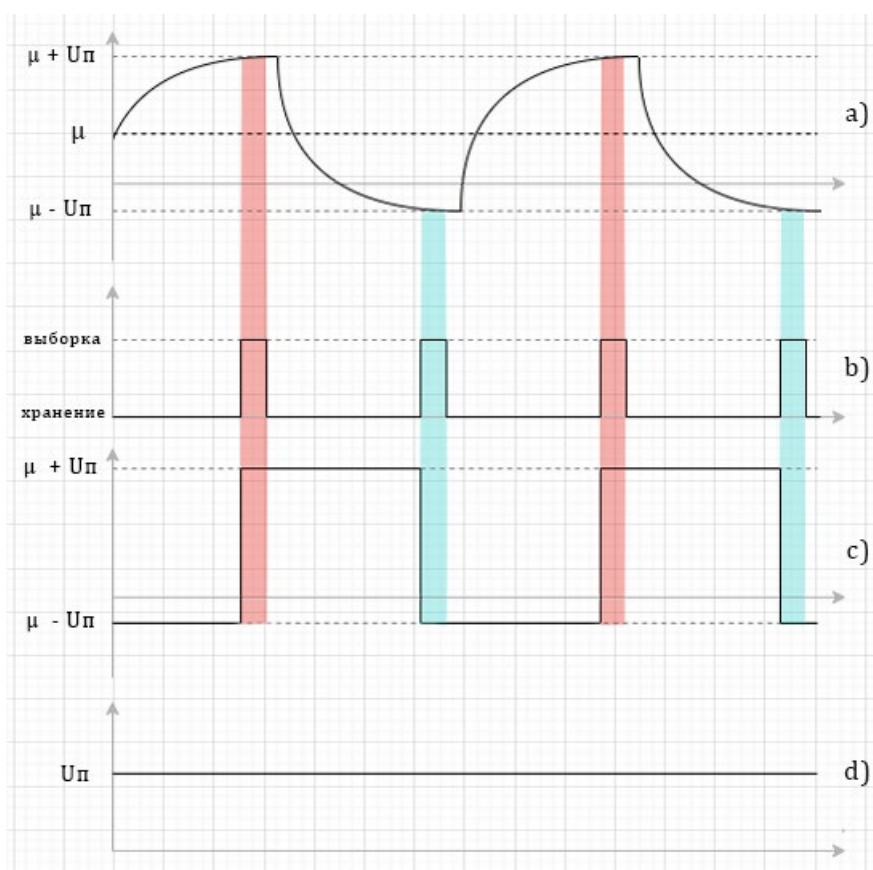


Рис .4. Временные диаграммы работы преобразователя: а) сигнал с электродов; б) управляющие сигналы UBX ; в) сигнал получаемый с UBX ; д) сигнал на выходе синхронного детектора

Чтобы устранить ЭХП измерительный блок работает следующим образом. На рис. 4 представлены временные диаграммы. На диаграмме под буквой (а) представлен сигнал с электродов проточной части, меняющийся во времени – положительное направление поля, отрицательное направление поля. Этот сигнал смещен на величину ЭХП μ .

Далее, необходимо зафиксировать максимальный уровень сигнала, в момент когда поле достигло насыщения (красный/голубой участок на диаграмме). Для этого используется устройство выборки-хранения (УВХ). Этой микросхемой управляет МК, управляющие сигналы представлены на рис. 4б. Когда поле достигло насыщения, УВХ запоминает уровень сигнала и удерживает его до следующего насыщения. На выходе УВХ формируется двухполярный сигнал $\mu \pm U_n$ (рис. 4с).

Синхронно с УВХ переключается синхронный детектор.

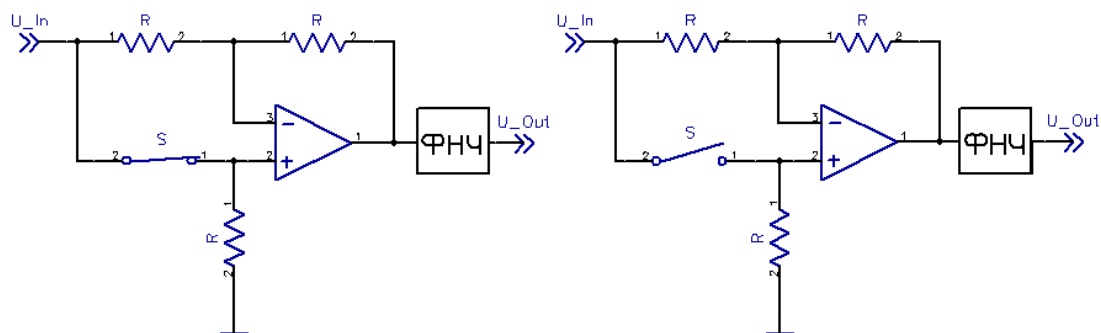


Рис. 5. Принцип работы синхронного детектора

Синхронный детектор работает в двух режимах. При отрицательных входных сигналах ключ S находится в разомкнутом положении, тогда система представляет собой инвертирующий усилитель. В замкнутом положении ключа устройство приобретает свойство повторителя. На входе сигнал представляет собой сумму полезного сигнала и постоянной помехи – ЭХП. При ключевании помеха в виде постоянной составляющей преобразуется в двухполярный меандр. Среднее значение такого меандра равно нулю. Полезный сигнал в процессе ключевания преобразуется в постоянную составляющую. В процессе ключевания появляются высокочастотные гармоники, пропорциональные величине изначальной помехи [3]. Для устранения ЭХП и высокочастотных помех используется фильтр нижних частот, настроенный на частоту 1 Гц. При прохождении через фильтр удастся выделить полезный сигнал (рис. 4д) и подавить помеху [4]. После этого полезный сигнал еще раз усиливается и попадает на аналого-цифровой преобразователь встроенный в микроконтроллер.

Для проверки работоспособности разработан имитатор сигнала, поступающего с электродов проточной части. После проведенных проверок работоспособности с имитатором выявлено, что уровень ЭХП подавляется примерно на 80 дБ.

Для управления прибором и визуализации результата преобразования разработана программа для персонального компьютера. Данные с МК на компьютер передаются по USB, через виртуальный COM-порт.

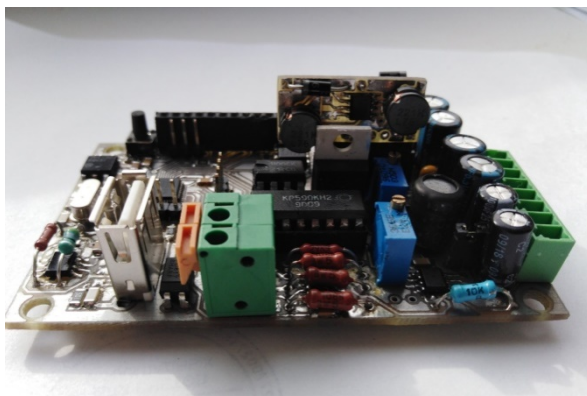


Рис. 6. Готовое устройство

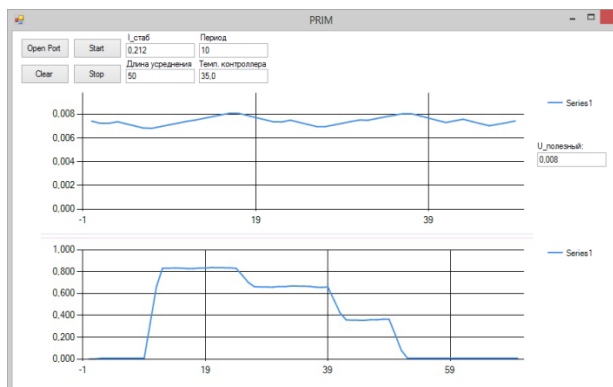


Рис. 7. Программное обеспечение для ПК

Программа отслеживает стабилизированный ток индуктора, температуру контроллера, и сигнал в настоящий момент и за весь промежуток времени измерения. На нижнем графике представлены четыре уровня полезного сигнала. Ноль - расхода нет, так называемая «стоячая вода», и три разных значения уровня полезного сигнала, полученные с помощью проливной установки.

4. Заключение

В настоящей работе реализован и исследован индукционный преобразователь расхода жидкости с использованием синхронного детектирования. Во время разработки промоделированы отдельные участки платы; составлен алгоритм управления прибором с использованием микроконтроллера; выполнены температурные испытания стабилизатора тока индуктора; определена величина подавления ЭХП.

Список литературы

1. Ошепков А. Ю., Маниуров А. В. Особенности развития и перспективы развития преобразователя расхода ПРИМ // Энергоресурсосбережение. Диагностика-2016: материалы XVII международной научно-практической конференции. Димитровград. 2016. С. 151–155.
2. Вельт И. Д. Методы и средства обеспечения электромагнитных расходомеров // Приборы и системы управления. 1995. № 10. С.16–18.
3. Маниуров А. В. Использование ключевого синхронного детектора в индукционном преобразователе расхода // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. Вып. 2 (36). С. 20–25.
4. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Т. II. М.: ДМК. Пресс, 2007. 942 с.

ЦИФРОВОЙ ГЕНЕРАТОР ПРЯМОГО СИНТЕЗА

М. В. Вяткин, А. В. Манцуров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье рассмотрены разработка и моделирование работы устройства для генерации сигналов по принципу прямого цифрового синтеза (direct digital synthesis (DDS)). Основная функция каждого синтезатора – это получение сигнала с определенными амплитудными и частотными характеристиками. DDS генератор обладает возможностью синтезировать частоты в широком диапазоне с гибкой настройкой параметров, ведь для работы практически всех радиоэлектронных и радиоприемных устройств необходимы качественные синтезаторы частоты, поскольку они являются ключевым элементом устройства.

Ключевые слова: прямой цифровой синтез; накопитель фазы; цифро-аналоговое преобразование

DIGITAL DIRECT SYNTHESIS GENERATOR

M. V. Vyatkin, A. V. Mantsurov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

This article discusses the development and simulation of the operation of a device for generating signals according to the direct digital synthesis (DDS) principle. The main function of each synthesizer is to receive a signal with certain amplitude and frequency characteristics. The DDS generator has the ability to synthesize frequencies in a wide range with flexible parameter settings, because for the operation of almost all electronic and radio receivers, high-quality frequency synthesizers are necessary, since they are a key element of the device.

Key words: direct digital synthesis; phase accumulator; digital to analog conversion

С развитием технологий и появлением большого количества различных устройств для приема и передачи сигналов увеличивается потребность в освоении новых диапазонов частот. Но с увеличением частот все значительнее становится проблема стабильности частоты, к тому же многим устройствам требуется возможность работать в широком диапазоне частот (например, радиостанции). До появления и развития методов синтеза частот создание таких устройств являлось сложной технической проблемой. В настоящее время с появлением недорогих микросхем с DDS и удобных средств разработки большое распространение получили генераторы сигналов, работающие на принципе прямого синтеза частоты, в которых возможна генерация сигналов специальной и произвольной формы, при этом с очень тонкой подстройкой частоты, и возможностью реализации микроконтроллерного управления. Для реализации данного метода задана

цель разработать и испытать устройство для генерации сигналов по принципу прямого цифрового синтеза (Direct Digital Synthesis (DDS)), работающего в диапазоне 0 – 100000 Гц.

В методе прямого цифрового синтеза выходной сигнал синтезируется цифровыми методами. Сигнал, генерируемый DDS, синтезируется с высокой точностью, а частота постоянно известна и контролируется.

Основные преимущества DDS:

- быстрая перестройка частоты;
- малый шаг перестройки частоты;
- стабильность генерируемой частоты;
- синтез сигналов произвольной формы;
- возможность реализации микроконтроллерного управления.

Рассмотрим принцип работы DDS генератора (рис. 1) на примере задачи получения сигнала синусоидальной формы с заданной частотой. Для получения синусоидального сигнала на вход цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) нужно подать последовательность значений функции $\sin(\omega t)$ с частотой дискретизации f_0 . Пусть один период T синусоиды состоит из N отсчетов, значения которых записаны в ПЗУ (постоянное запоминающее устройство). Накопитель фазы формирует адреса отсчетов под влиянием тактовой частоты f_0 и кода генерируемой частоты, который можно изменять производя выборки отсчетов так, что брать каждый отсчет либо через 1, через 2 и т.д. Значения амплитуды сигнала, соответствующие текущей фазе формируемого сигнала, выбираются из ПЗУ. Выбор отсчетов из ПЗУ происходит следующим образом: накопитель фазы формирует адреса для ПЗУ, по которому выбираются ячейки с нужной фазой. Далее значения из ячеек памяти поступают на вход ЦАП, где происходит преобразование цифровых кодов в цифровой сигнал. Затем на выходе ЦАП сигнал сглаживается фильтром нижних частот (ФНЧ) и становится аналоговым.

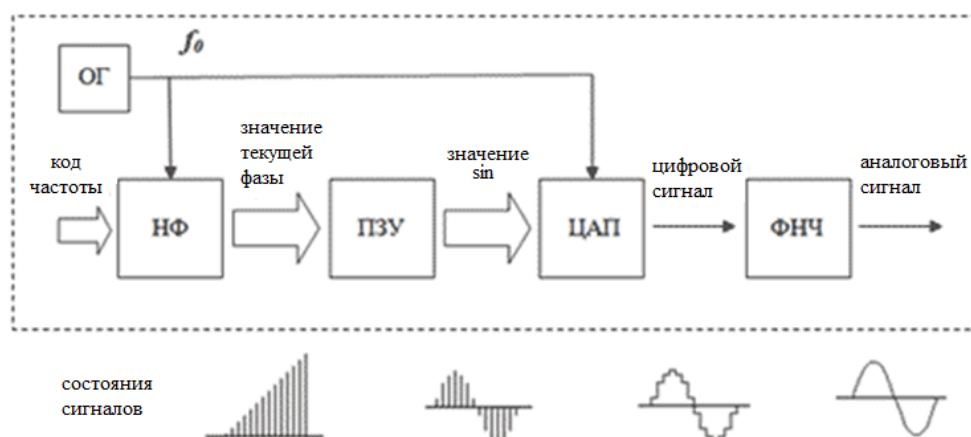


Рис. 1. Функциональная схема синтезатора DDS

Также следует отметить, что чем большим количеством ячеек обладает память, тем с меньшим шагом перестройки по частоте можно генерировать

сигнал. Например, если объем внешней памяти составляет 10 млн. ячеек и вся память заполнена одним периодом рассчитанной функции, а тактовая частота составляет 1 МГц, то шаг перестройки может быть всего лишь 0.1 Гц.

Рассмотрим подробнее процесс цифро-аналогового (Ц-А) преобразования, определяющий порядок сглаживающего фильтра. Процесс Ц-А позволяет трансформировать цифровой сигнал в аналоговую форму после его цифровой обработки, передачи или хранения в цифровой форме. Из схемы на рис. 2 видно, что для такого преобразования необходимы два главных элемента: цифро-аналоговый преобразователь и фильтр нижних частот, который иногда называют фильтром восстановления, сглаживания или фильтром подавления зеркальных частот, но чаще всего, конечно, ФНЧ [1].

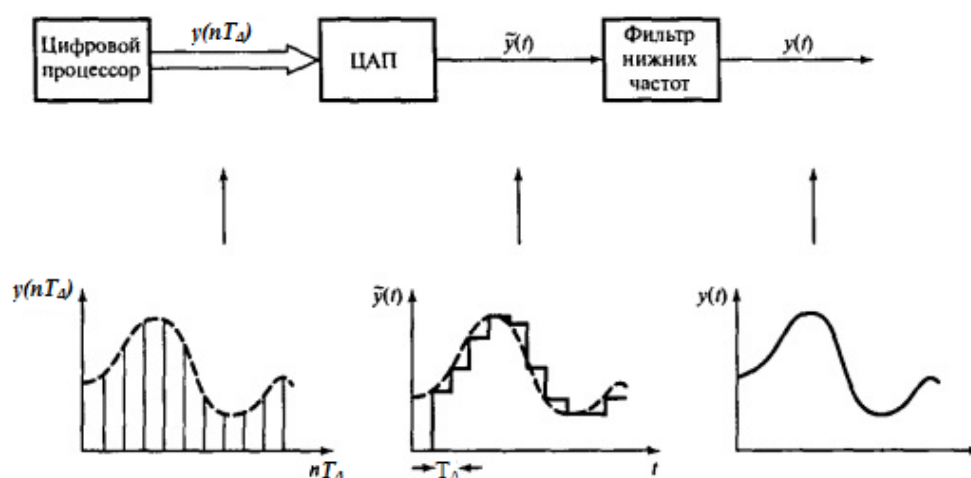


Рис. 2. Процесс цифро-аналогового преобразования, который используется для восстановления аналогового сигнала

ЦАП принимает параллельные цифровые данные и создает цифровой сигнал, являющийся функцией входного цифрового кода. Для корректного перехода между цифровой и аналоговой формами сигнала необходимо использовать ФНЧ, а также требовать выполнения теоремы Котельникова, которая гласит, что аналоговый сигнал может быть полностью восстановлен, если частота дискретизации минимум в два раза больше максимальной частоты основного спектра цифрового сигнала. Для того, чтобы ограничить спектр цифрового сигнала, и максимальная частота основного спектра не превышала половины частоты дискретизации (частоты Найквиста), используют фильтр нижних частот.

Из всех существующих аналоговых фильтров (Баттерворта, Бесселя, Чебышева и др.) выбран фильтр Баттерворта 3-го порядка (рис. 3), исходя из того, что разрядность ЦАП равна 8, а на частоте Найквиста необходимо ослабление сигнала до единицы младшего разряда ЦАП - в таком случае наложение спектров сигналов будет сведено к минимуму. Для фильтра Баттерворта 3 порядка АЧХ затухает на 3 дБ на частоте среза и на 60 дБ на

декаду. Для исключения эффекта наложения необходимо ослабление сигнала на 48 дБ на частоте Найквиста, но на этой частоте происходит ослабление сигнала на 43 дБ, чего недостаточно. Однако, если учесть апертурную ошибку в –4 дБ, которую дает ЦАП, то в результате получается необходимое ослабление сигнала.

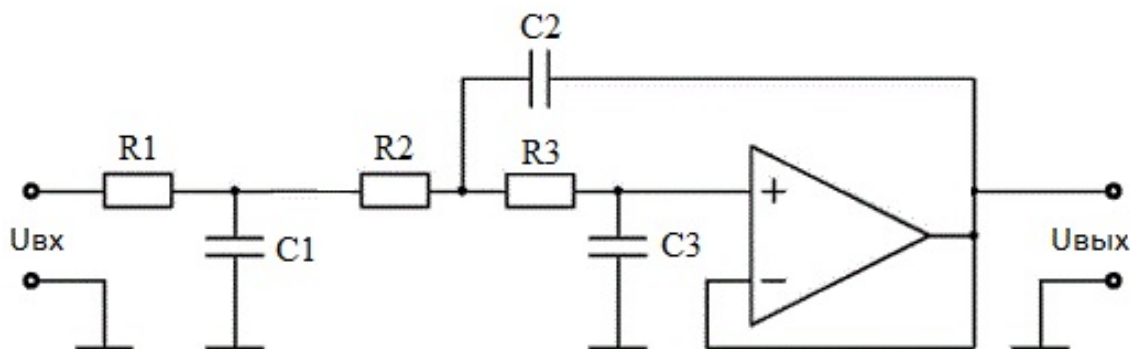


Рис. 3. Фильтр Баттерворта 3-го порядка

Схема фильтра, настроенная на частоту среза 100кГц, имеет такие номиналы элементов: $R1 = 1 \text{ кОм}$, $R2 = R3 = 100 \text{ кОм}$, $C1 = 1.5 \text{ нФ}$, $C2 = 32 \text{ пФ}$, $C3 = 8 \text{ пФ}$.

Дополнив ЦАП и ФНЧ микроконтроллером (МК) и внешней статической памятью (SRAM) можно представить функциональную схему устройства (рис.4) таким образом:

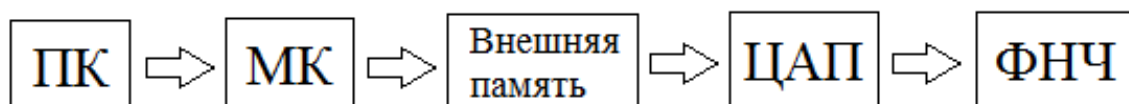


Рис.4. Функциональная схема устройства, работающего по принципу DDS

Принцип работы схемы: на персональном компьютере (ПК) с помощью специального программного обеспечения задается сигнал с нужными характеристиками и через USB интерфейс данные выгружаются в микроконтроллер (МК), а он в свою очередь, записывает один период генерируемой функции во внешнюю память. Затем микроконтроллер осуществляет выборки данных из внешней памяти, периодически подавая на адресные входы микросхем памяти различные коды адресов ячеек памяти, сменяющиеся строго на одной и той же частоте. После этого выборки из памяти передаются на вход ЦАП, который формирует ступенчатый сигнал, сглаживаемый фильтром нижних частот.

Принципиальная (рис. 5) и монтажная (рис. 6) схемы разработаны в программе DipTrace с использованием микроконтроллера STM32 и внешней памяти M68Z128. ЦАП сконструирован по схеме R-2R.

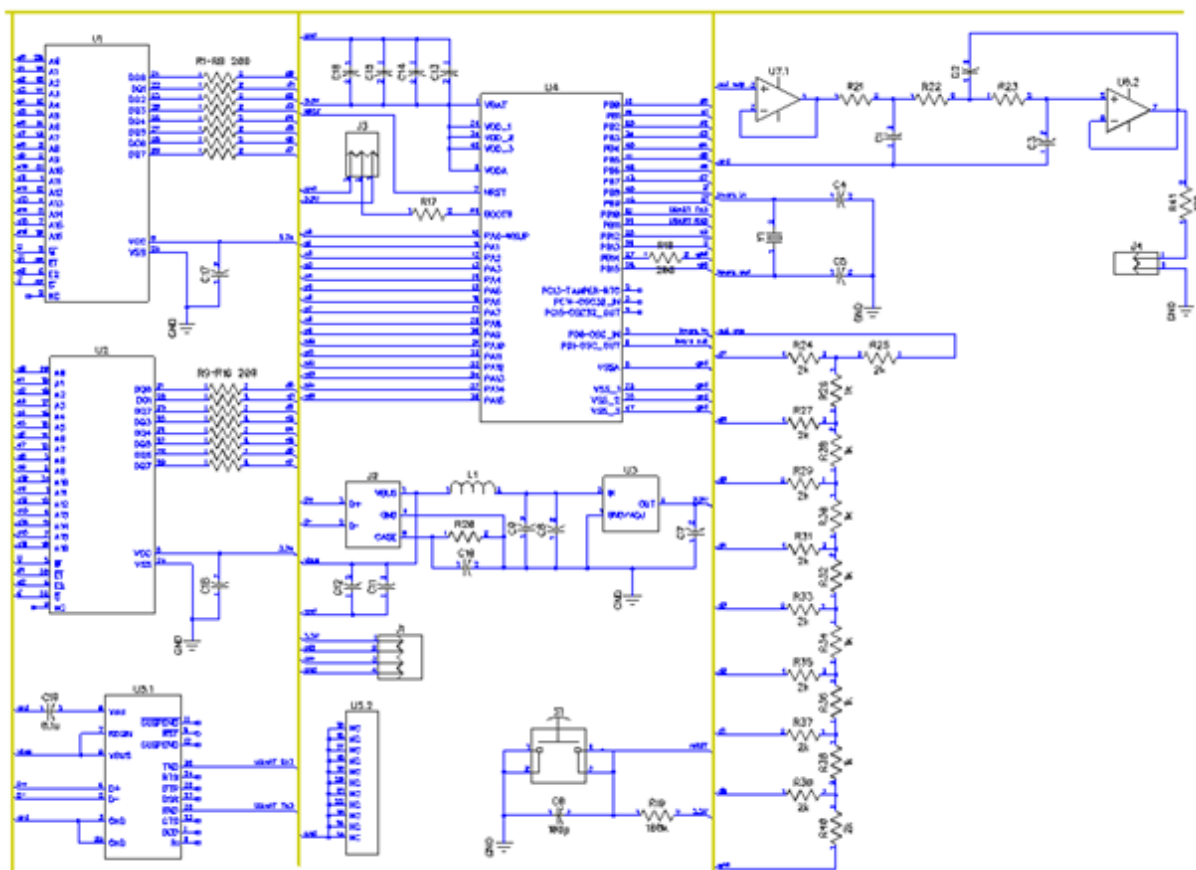


Рис. 5. Принципиальная схема устройства, работающего по принципу DDS

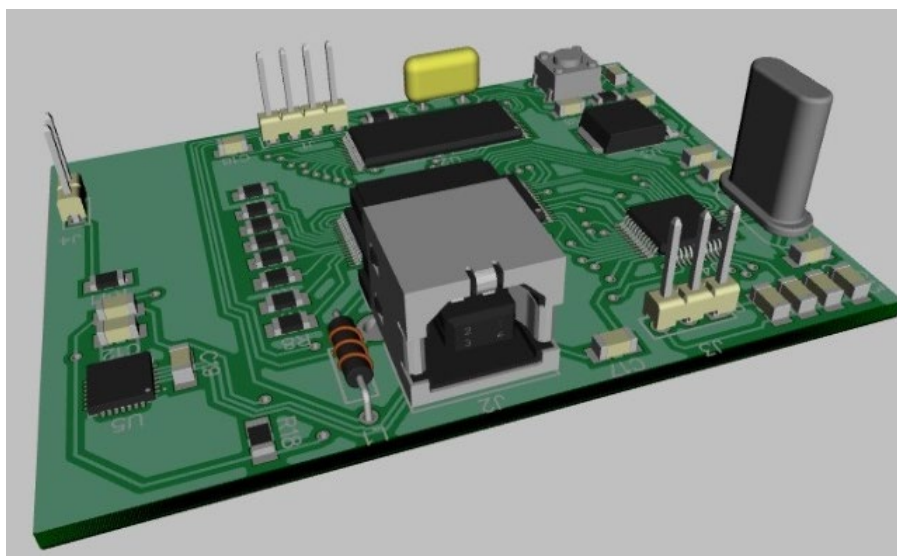


Рис. 6. Монтажная схема устройства, работающего по принципу DDS

Для моделирования работы устройства использована программа SimulIDE, которая позволяет в реальном времени симулировать работу цифро-аналоговых схем.

В результате моделирования работы устройства получены следующие осциллограммы (рис. 7):

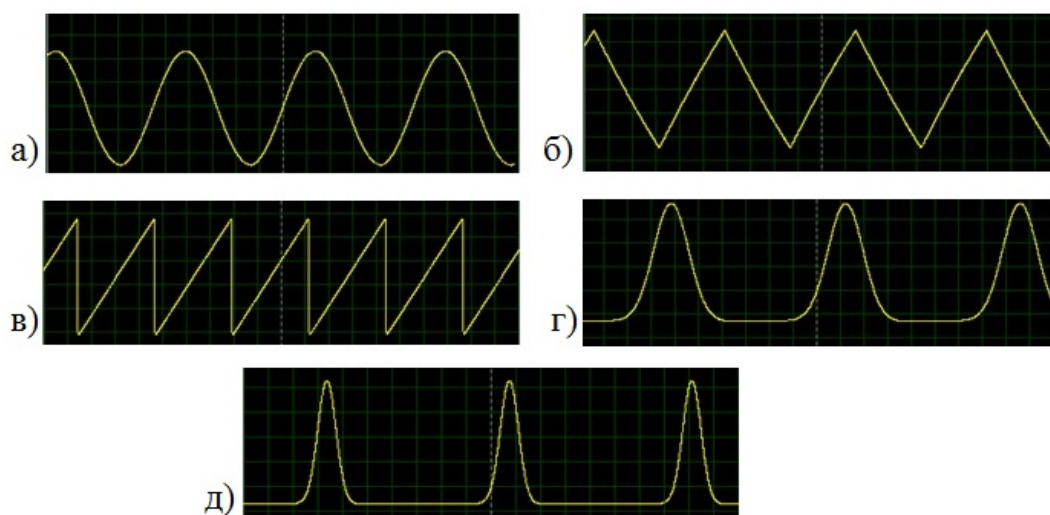


Рис. 7. Сгенерированные сигналы: а) синусоидальная форма; б) треугольная форма; в) пилообразная форма; г) гауссов импульс при $\sigma^2 = 0.02$; д) гауссов импульс при $\sigma^2 = 0.005$

В результате работы изучена и промоделирована работа генератора прямого цифрового синтеза. Разработаны принципиальная и монтажная схемы устройства, а также программное обеспечение для микроконтроллера и персонального компьютера. Путем симуляции работы устройства в SimulIDE проверена и доказана его работоспособность.

Список литературы

1. Айфичер Э., Джервис Б. Цифровая обработка сигналов. Практический подход. М.: Вильямс, 2004. 992 с.
2. Тюрин В. А. Метод прямого цифрового синтеза в генераторах сигналов специальной формы SFG-2110 и АКИП-3410/3: учебно-методическое пособие. Казань: Казанский федеральный университет, 2015. 74 с.
3. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. Т. I. М.: ДМК Пресс, 2008. 832 с.
4. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь, 1986. 512 с.
5. Баскаков С. И. Радиотехнические цепи и сигналы : учебник для вузов по специальности «Радиотехника». М.: Высш. школа, 2005. 462 с.

НАБЛЮДЕНИЕ ЯМР В ФЕРРОМАГНИТНОМ НИКЕЛЕ

Е. В. Вяткина, А. С. Ажеганов

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье рассмотрена экспериментальная проверка методики получения сигнала ЯМР в порошке металлического никеля с использованием импульсного когерентного спектрометра ЯКР. Представлены результаты записи линии ЯМР для макро- и наночастиц металлического никеля. Определены центральная частота и ширина линии. Найдено среднее значение и величина неоднородности локального магнитного поля на ядрах никеля.

Ключевые слова: ядерный магнитный резонанс; никель; нанокompозит

OBSERVATION OF NMR IN FERROMAGNETIC NICKEL

E. V. Vyatkina, A. S. Azheganov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

This article discusses an experimental verification of the method for obtaining an NMR signal in a nickel metal powder using a pulsed coherent NQR spectrometer. The results of recording the NMR line for macro- and nanoparticles of metallic nickel are presented. The center frequency and line width are determined. The average value and the inhomogeneity of the local magnetic field on the nickel nuclei are found.

Keywords: nuclear magnetic resonance; nickel; nanocomposite

Введение

Одной из важных и актуальных областей применения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) является исследование магнитоупорядоченных веществ (объемные порошки и наноструктуры в различных матрицах). В магнитоупорядоченных веществах наблюдения ЯМР можно проводить в отсутствие внешнего магнитного поля. При этом параметры регистрируемого сигнала характеризуют локальные магнитные поля на ядрах атомов [1]. Метод ЯМР является перспективным для исследований локальной кристаллической и магнитной структуры наноматериалов.

Магнитные наночастицы представляют интерес как с научной, так и с практической точек зрения. Они используются в порошковой металлургии и в катализе, в виде магнитных жидкостей и в композиционных материалах.

В последнее время широко исследуются порошки и наночастицы кобальта, дающие интенсивный сигнал ЯМР [1]. В никеле, вследствие низкой природной распространенности изотопа ^{61}Ni с отличным от нуля ядерным магнитным моментом (около 1%), сигнал ЯМР значительно слабее.

Целью данной работы была отработка методики получения сигнала ЯМР в порошке металлического никеля.

Методика проведения эксперимента

Радиочастотное электромагнитное поле проникает в металл на глубину скин-слоя – десятки микрон, поэтому пластинку никеля измельчили в порошок на наждачном станке. Порошок металлического никеля в смеси с порошком абразива (окиси алюминия) засыпали в ампулу диаметром 5 мм. Окись алюминия – диэлектрик, отделяет металлические частицы никеля друг от друга и препятствует возникновению вихревых токов в образце.

Для получения сигналов ЯМР ядер никеля был использован импульсный когерентный спектрометр ядерного квадрупольного резонанса. Ампула с порошком никеля помещалась в катушку датчика спектрометра. Ядра ${}_{61}\text{Ni}$ находились в постоянном локальном магнитном поле ионов никеля с индукцией B_{loc} и переменном магнитном поле с индукцией B_1 и частотой $\nu = (\gamma/2\pi)B_{\text{loc}}$.

Для получения сигналов ЯМР и исследования формы линии была использована последовательность из двух радиоимпульсов воздействующих на ядра:

$$T_1-t_1-T_2-t_2-T_3-(S_1)N_1,$$

где обозначено

$t_1=1.5$ мкс – длительность 1 импульса;

$t_2=2.0$ мкс – длительность 2 импульса;

$T_1=0.1$ с – период повторения импульсных последовательностей

$T_2=30$ мкс – интервал времени между первым и вторым импульсом;

$T_3=10$ мкс – время задержки после 2 импульса;

$S_1=2.5$ мкс - длительность строб-импульса АЦП;

$N_1=100$ – число строб-импульсов.

Ширина спектра радиоимпульсов около 0.5 МГц, что достаточно для перекрытия неоднородно уширенной линии ядер никеля.

Интенсивность сигнала ЯМР зависит от природного содержания изотопа в веществе. Процент магнитных ядер (${}_{61}\text{Ni}$) составляет 1.25% от общего числа [2], это очень мало, и их сигналы столь слабы, что теряются в шумах. Импульсный метод дает возможность накопления сигнала – повтор эксперимента с суммированием каждого следующего сигнала с предыдущим.

Сигнал с выхода синхронного детектора приемника сигналов через АЦП передается в компьютер и суммируется с предыдущим. Поэтому амплитуда сигнала растет пропорционально числу накоплений N . Шум изменяется случайным образом. В итоге отношение сигнал/шум в спектре пропорционально \sqrt{N} .

Эксперимент с 1000-кратным накоплением проходит несколько минут, это необходимая мера для регистрации спектра ядер с низким природным содержанием. Таким образом, имеется возможность получения спектра ЯМР при наличии малого объема вещества.

Запись линии ЯМР никеля

Для наблюдения ЯМР использовалась последовательность из двух радиоимпульсов. После второго импульса момент 2τ в катушке индуцировалось напряжение сигнала спинового эха.

Амплитуда сигнала на входе АЦП пропорциональна числу ядер с резонансными частотами, лежащими в полосе пропускания приемника $[\nu_{\text{ри}} - \Delta\nu; \nu_{\text{ри}} + \Delta\nu]$, где $\nu_{\text{ри}}$ – частота зондирующих радиоимпульсов, $\Delta\nu$ – ширина полосы пропускания фильтра НЧ, стоящего после синхронного детектора.

При записи линии ЯМР в никеле изменяли частоту радиоимпульсов в диапазоне от 25.4 до 26.6 МГц с шагом 50 кГц. Ожидаемая частота ЯМР в никеле 26.13 МГц [2]. При каждом значении частоты измерялась амплитуда сигнала $A_{\text{эхо}}$ на выходе приемника. Для улучшения отношения сигнал/шум найдены средние значения из 1000 измерений. Полученные нормированные значения амплитуд $A_{\text{эхо}}$ показаны на графиках рис. 1, 2, 3.

Запись линии ЯМР осуществлялась с разной постоянной времени фильтра детектора сигнала. Видно, что результат записи линии ЯМР существенно зависит от полосы пропускания приемника.

Сигнал при постоянной времени фильтра больше 4 мкс не записывали. Дело в том, что при увеличении постоянной времени в полосу пропускания приемника попадают сигналы от меньшего числа ядер и понижается отношение сигнал/шум.

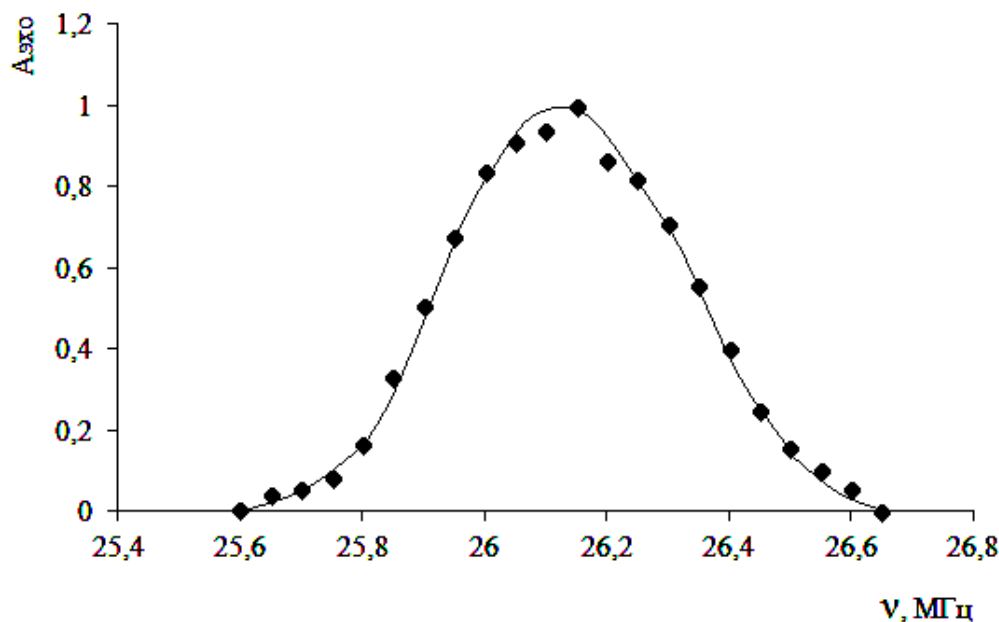


Рис. 1. Линия ЯМР ядер ${}^{61}\text{Ni}$ в металлическом никеле. Постоянная времени фильтра детектора $\tau = 1$ мкс

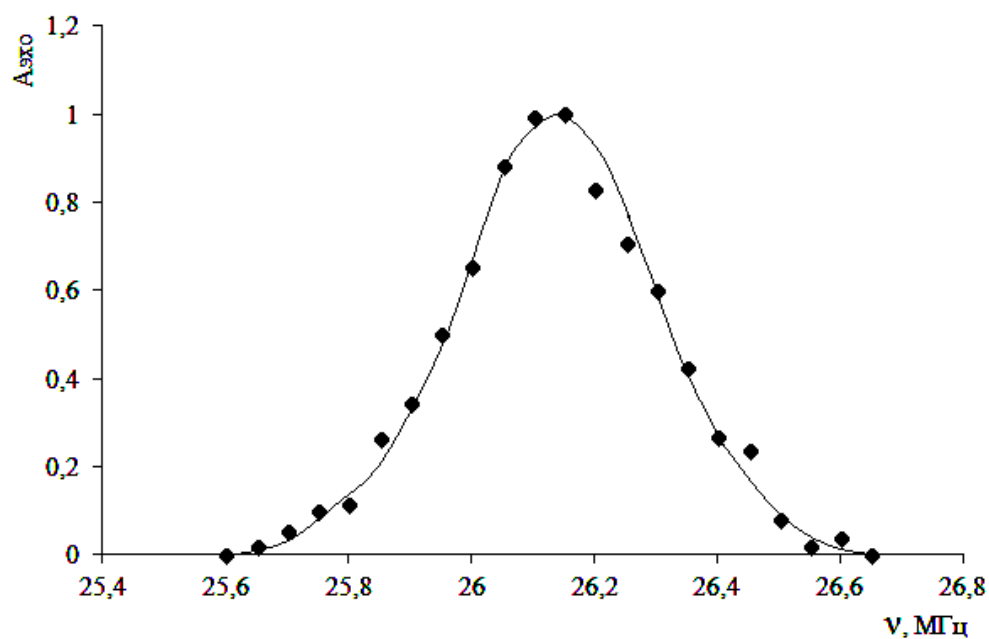


Рис. 2. Линия ЯМР ядер ${}_{61}\text{Ni}$ в металлическом никеле.
Постоянная времени фильтра детектора $\tau = 2$ мкс

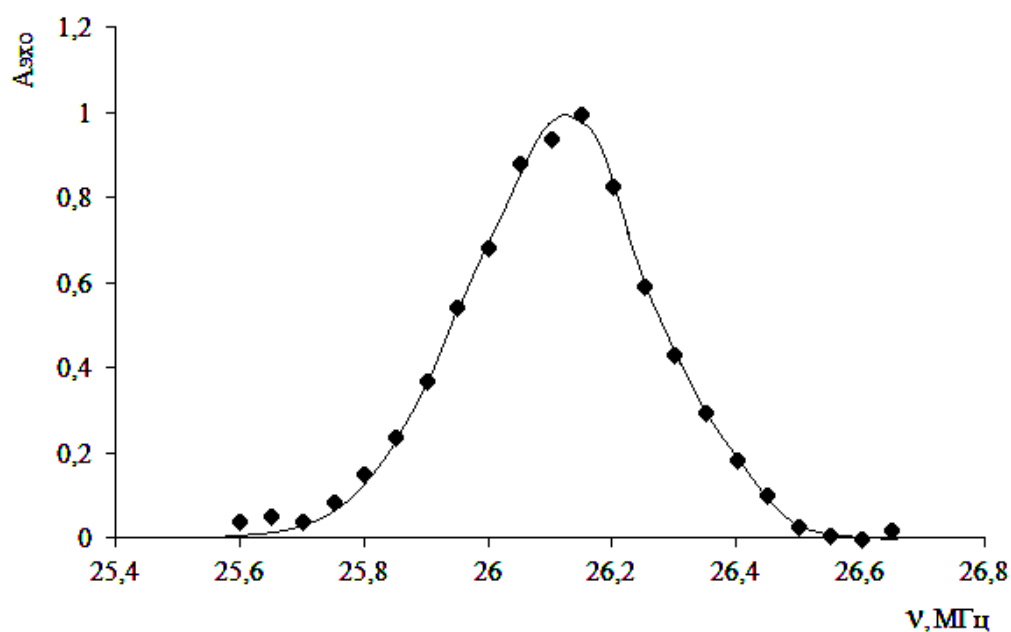


Рис. 3. Линия ЯМР ядер ${}_{61}\text{Ni}$ в металлическом никеле.
Постоянная времени фильтра детектора $\tau = 4$ мкс

В неоднородно уширенной линии разброс по частотам является случайным, поэтому для аппроксимации линии ЯМР была выбрана функция Гаусса:

$$f(\nu) = a \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{\text{рез}})^2}{2(\Delta\nu)^2}\right),$$

где $\Delta\nu$ – полуширина линии. При нахождении параметров функции Гаусса использовали метод МНК. Результаты приведены в табл. 1.

Табл. 1. Параметры записанной линии ЯМР никеля

τ , мкс		$\nu_{\text{рез}}$, МГц	$\Delta\nu$, МГц
1.0		26.15	0.200
2.0		26.15	0.150
4.0		26.14	0.125

Среднее значение частоты ЯМР $\nu_{\text{рез}} = 26.15$ МГц. Полученное значение совпадает со значением частоты ЯМР ядер ${}^{61}\text{Ni}$ $\nu_{\text{рез}} = 26.13$ МГц, приведенном в [2]. Средняя величина локального поля B_{loc} на ядрах ${}^{61}\text{Ni}$ составляет:

$$B_{\text{loc}} = \frac{\nu_{\text{рез}}}{(\gamma/2\pi)} = \frac{26.15 \text{ МГц}}{3.810 \text{ МГц/Тл}} = 6.86 \text{ Тл.}$$

Записанная линия является уширенной из-за конечной величины полосы пропускания фильтра детектора приемника. Для нахождения полуширины линии ЯМР ядер никеля построен график зависимости полуширины наблюдаемой линии от обратной величины постоянной времени детектора (рис. 4). Точка пересечения прямой с осью частот $\Delta\nu = 0.10$ МГц – величина полуширины линии, которую получили бы, если бы полоса пропускания фильтра была бы бесконечно узкой.

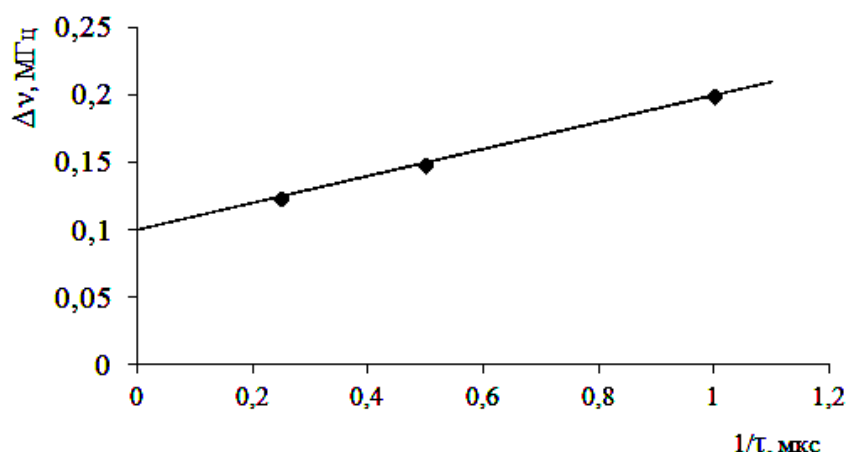


Рис. 4. Зависимость полуширины наблюдаемой линии ЯМР $\Delta\nu$ от постоянной времени τ фильтра детектора спектрометра

Из полуширины линии можно определить статистический разброс величины локального магнитного поля на ядрах никеля. Полагая, что основной вклад в ширину линии обусловлен неоднородностью B_{loc} , оценим величину его среднеквадратического отклонения:

$$\Delta B_{\text{loc}} = \frac{\Delta\nu}{(\gamma/2\pi)} = \frac{0.10 \text{ МГц}}{3.810 \text{ МГц/Тл}} = 0.026 \text{ Тл,}$$

Относительная величина неоднородности локального поля:

$$\frac{\Delta B_{\text{loc}}}{B_{\text{loc}}} = \frac{\Delta\nu}{\nu_{\text{рез}}} \approx \frac{0.10}{26.15} \approx 4 \cdot 10^{-3}.$$

Проверена возможность записи линии ЯМР наночастиц никеля в композиционном материале с углеродной матрицей. Материал в виде порошка с размерами частиц от 0.1 до 1 мм засыпан в ампулу диаметром 5 мм. Частота радиоимпульсов варьировалась от 25.500 МГц до 27.000 МГц с шагом 0.050 МГц. Полученные значения амплитуд $A_{\text{эхо}}$ показаны на графике рис. 5. Центральная частота линии ЯМР ядер ^{61}Ni в наночастицах никеля равна $\nu_{\text{рез}} = 26.30$ МГц. Полученное значение выше частоты ЯМР в металлическом никеле на 0.15 МГц.

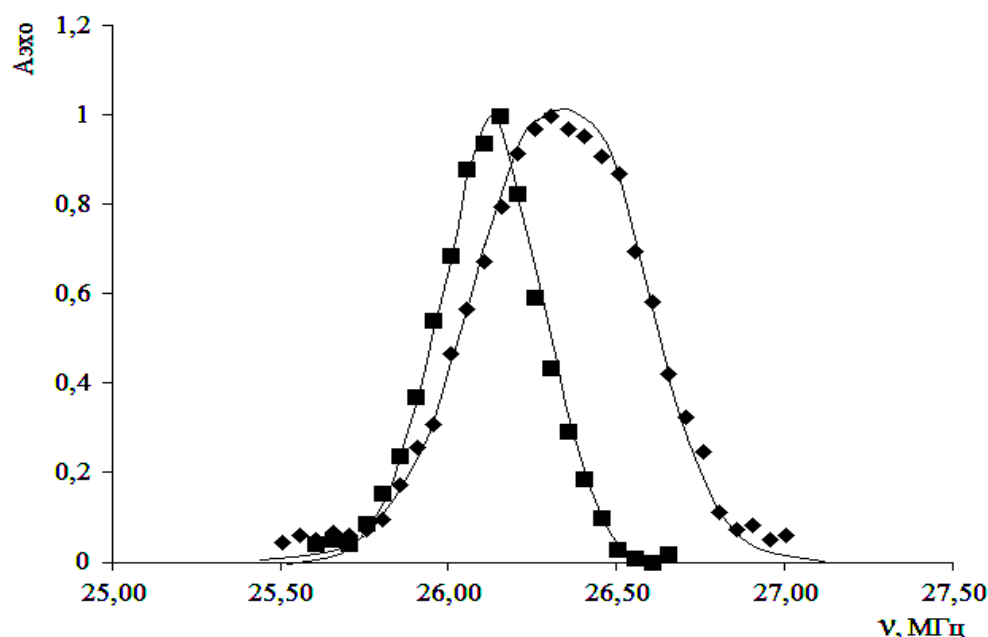


Рис. 5. Линии ЯМР ядер ^{61}Ni в металлическом никеле (■) и в композиционном материале (◆), содержащем наночастицы никеля. Запись проводилась при постоянной времени фильтра детектора $\tau = 4$ мкс

Полуширина линии на уровне $1/\sqrt{e}$ от максимальной интенсивности (при 26.30 МГц) составляет $\Delta\nu = 0.50$ МГц.

Средняя величина локального поля B_{loc} на ядрах ^{61}Ni в наночастицах никеля и его среднеквадратическое отклонение:

$$B_{\text{loc}} = 6.903 \text{ Тл},$$

$$\Delta B_{\text{loc}} = 0.13 \text{ Тл}.$$

Относительная величина неоднородности локального поля составляет:

$$\Delta B_{\text{loc}}/B_{\text{loc}} \approx 2 \cdot 10^{-2}.$$

Из всего можно сделать вывод, что наночастицы никеля в композиционном материале находятся в магнитоупорядоченном состоянии, аналогично кристаллам никеля в металлическом никеле. При этом величина и неоднородность локального магнитного поля на ядрах никеля немного выше, чем в объемном материале. Причиной увеличения неоднородности может быть де-

фектность или малый размер кристалликов. Таким образом, данные ЯМР указывают на кристаллическую структуру наночастиц, аналогичную металлическому никелю.

Список литературы

1. Куркин М. И., Туров Е. А. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применения. М.: Наука, 1990. 248 с.
2. Власова М. В., Каказей Н. Г., Калиниченко А. М., Литовченко А. С. Радиоспектроскопические свойства неорганических материалов: справочник. Киев: Наукова думка, 1987. 718 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ

П. Н. Киселев^а, О. Л. Кель^б, И. Л. Вольхин^а

^аПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^бПАО Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
614990, Пермь, 25 октября, 106

Создана экспериментальная установка для исследования температурной зависимости коэффициентов деления оптических разветвителей. Исследованы сплавные симметричные волоконно-оптические разветвители в стальных и пластиковых корпусах. Установлено, что стальные корпуса обеспечивают большую температурную стабильность в области положительных, а пластиковые – в области отрицательных температур.

Ключевые слова: оптика; измерение; разветвитель

INVESTIGATION OF OPTICAL SPLITTER PARAMETERS

P. N. Kiselev^a, O. L. Kel^b, I. L. Volkhin^a

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bPAO Perm Scientific Production Instrument Company, 25 Oktyabrya St. 106,
614990, Perm

Experimental devise for studying the temperature dependence of the division coefficients of optical splitters has been done. Alloy symmetrical fiber-optic splitters in steel and plastic cases were investigated. It was found that steel cases provide greater temperature stability in positive region, and plastic in negative temperatures region.

Keywords: optic; measurement; splitter

Оптические разветвители широко используются не только в телекоммуникационных линиях передачи информации, но и в других оптоволоконных системах. В каждом устройстве к оптическим разветвителям выдвигаются особые требования. Существует несколько типов оптических разветвителей [1], из которых одним из наиболее распространенных является сплавной волоконно-оптический разветвитель. В простейшем случае они представляют собой два и более сваренных друг с другом оптических волокон. На рис. 1 показаны наиболее часто используемые виды: Y-, X- и древообразные.

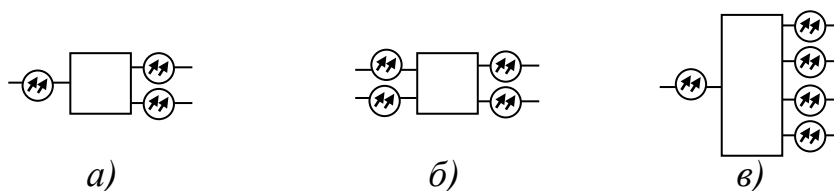


Рис. 1. Схема волоконно-оптического разветвителя:

а) Y-образного 1×2 ; б) X-образного 2×2 ; в) древообразного 1×4

образный разветвители.

Для защиты от внешних воздействий волоконно-оптические разветвители помещают в корпус, изготовленный в виде стальной трубки или пластмассовый прямоугольный рис. 2а и б. Их преимуществом по сравнению с безкорпусными является высокая температурная стабильность коэффициента деления, поэтому они широко используются в изделиях Пермской научно-производственной приборостроительной компании. Корпусированные волоконно-оптические Y-разветвители, рассчитаны для работы в интервале изменения температур от минус 55, до плюс 80 градусов Цельсия, а в ряде случаев и более широком. Целью настоящей работы является исследование влияния температуры на коэффициент деления симметричных сплавных оп-

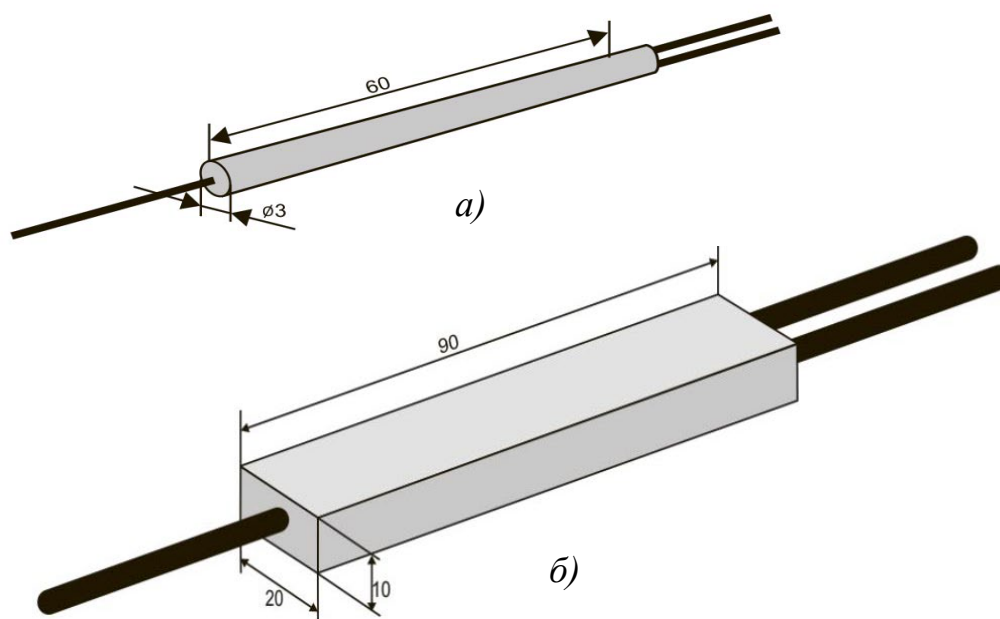








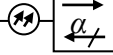
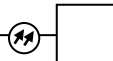


Рис. 2. Волоконно-оптические Y-разветвители 1×2 в корпусе:
а) стальная трубка; б) пластмассовом прямоугольном

тических разветвителей в зависимости от технологии корпусирования.

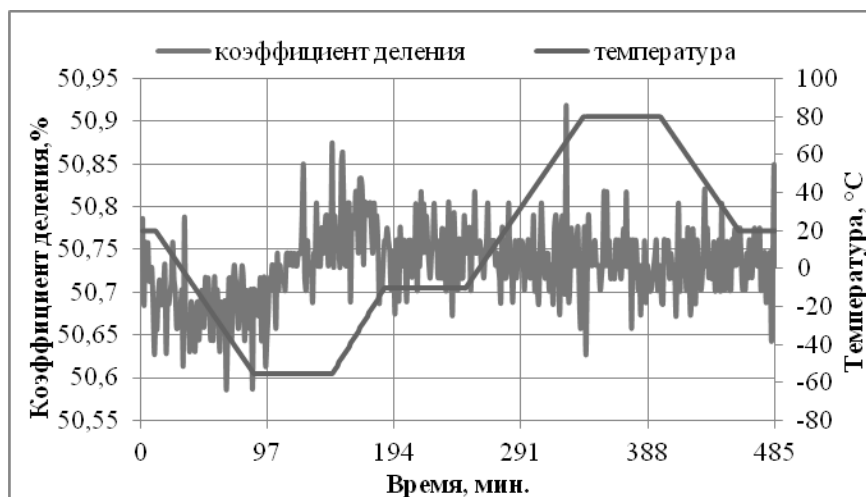
Для исследования была изготовлена экспериментальная установка представленная на рис. 3. Она состоит из блока питания GWInstek GPS-74303 с выхода которого постоянное напряжение 5 В подается на вход усилителя спонтанной эмиссии УСЭ-120Ц, используемого в волоконно-оптических гироскопах в качестве источника излучения. Центральная длина волны излучения – 1550 нм, ширина спектра излучения на уровне половинной мощности порядка 10 нм, мощность – порядка 10 мВт [2]. Выходной оптический сигнал проходя через оптический вентиль, поглощающий отраженное излучение, поступает на вход симметричного оптического Y-разветвителя 1×3. С выходов разветвителя сигналы поступают на входы трех исследуемых Y-разветвителей 1×2, помещенных в термокамеру. Выходные сигналы подаются на вход фрейм контроллера, а затем с его выхода

Условные графические обозначения:

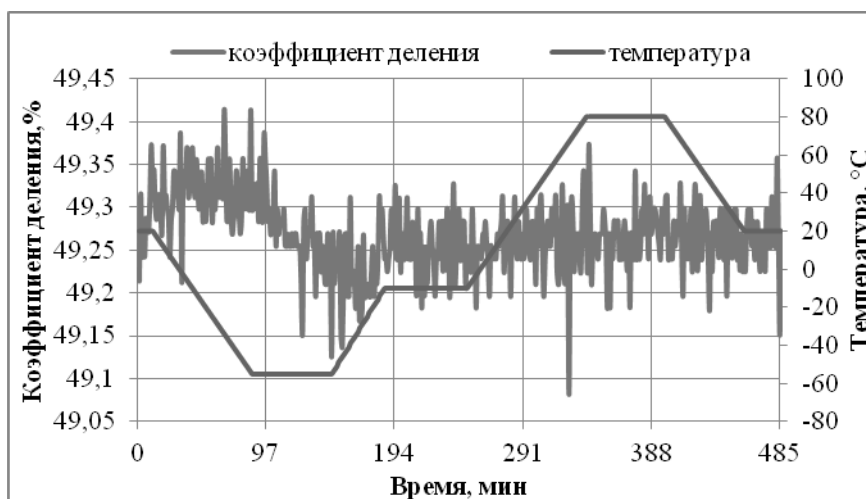
	– электрический кабель;
	– розетка электрического разъемного соединителя;
	– вилка электрического разъемного соединителя;
	– оптический волновод, оптический кабель;
	– розетка оптического соединителя;
	– вилка оптического соединителя;
	– сварка оптического волокна;
	– усилитель спонтанной эмиссии;
	– оптический вентиль;
	– оптический Y-разветвитель

Персональный компьютер также управляет термокамерой по заданной программе. Изменение температуры происходят в течение 8 часов в одном термоцикле представленном на рис. 3а и б, кусочно-ломаной линией (оцифровка на правой оси графиков). Термоцикл состоит из участков на которых температура поддерживается постоянной (с точностью не хуже 0.1°C) и участков изменяющейся (уменьшающейся и увеличивающейся) температуры. Скорость изменения температуры в эксперименте составляла $1^{\circ}\text{C}/\text{мин}$.

$$k_i = \left(\frac{P_i}{P_1 + P_2} \right) \cdot 100\%,$$



а)



б)

Рис. 4. Временные зависимости температуры и коэффициента деления на: а) выходе 1; б) выходе 2

где k_i – коэффициент деления, $i = 1, 2$ – номер выхода оптического разветвителя, P_1 , P_2 и P_i – мощности оптического излучения на выходе, первого, второго и итога каналов. Результаты исследования оптического делителя L160063674 в стальном корпусе представлены на рис. 3а и б для выходов 1 и 2 соответственно (оцифровка на левой оси графиков).

Аналогичные результаты были получены и для других типов корпусированных оптических делителей сигналов. В каждый момент времени t было рассчитано отклонение коэффициента деления от паспортных данных

$$\Delta k = k_{it} - k,$$

где k_{it} – коэффициент деления на i выходе в момент времени t , k – коэффициент деления согласно спецификации прибора. Для удобства пересчета текущего времени в температуру на графиках приведены изменения температуры и коэффициентов деления.

Результаты обработки полученных массивов информации представлены в табл. 1. В первом столбце указаны тип корпуса и номер исследуемого разветвителя, во втором допуск на отклонение коэффициента деления от номинала по паспорту, в третьем – максимальное отклонение коэффициента деления от паспортных данных разветвителей в интервале изменения температуры $-55 \div +80^{\circ}\text{C}$, в четвертом коэффициент деления по паспорту оптического делителя. В табл. 2 аналогичные результаты, но в другом (отрицательном $-55 \div 0^{\circ}\text{C}$) диапазоне изменения температуры.

Табл. 1. Результаты обработки в интервале температур от -55 до $+80^{\circ}\text{C}$

Тип корпуса и номер оптического разветвителя		Допуск на отклонение, $\Delta k, \%$	Максимальное отклонение коэффициента деления от паспортных данных в рабочем диапазоне температур, $\Delta k \%$	Коэффициент деления по паспорту $k, \%$
Корпус стальной	L160063674	± 2	1,20	50,2/49,8
	L170016135		0,94	50,4/49,6
	L160065253		0,36	50,2/49,8
Корпус пластиковый	P13757033		1,21	50,06/49,94
	P14101295		0,34	50,23/49,77
	P13757856		1,17	49,14/50,86

Табл. 2. Результаты обработки в интервале температур от -55 до 0°C

Тип корпуса и номер оптического разветвителя		Допуск на отклонение, $\%$	Отклонение коэффициента деления от паспортных данных в рабочем диапазоне температур, $\%$	Коэффициент деления по паспорту в НУ, $\%$
Корпус стальной	L160063674	± 2	1,20	50,2/49,8
	L170016135		0,94	50,4/49,6
	L160065253		0,36	50,2/49,8
Корпус пластиковый	P13757033		0,97	50,06/49,94
	P14101295		0,33	50,23/49,77
	P13757856		1,17	49,14/50,86

Результаты эксперимента показывают, что для всех исследованных оптических делителей в стальных и пластмассовых корпусах отклонения ко-

эффициентов деления от указанных в паспорте не превышают допустимых 2% в температурном диапазоне $-55 \div +80^{\circ}\text{C}$. Оптические разветвители в стальных корпусах в области отрицательных температур имеют наибольшее отклонение коэффициента деления от паспортных данных. Оптические разветвители в пластмассовых корпусах в области положительных температур имеют наибольшее отклонение коэффициента деления.

Таким образом, сплавные оптические разветвители производства ПНППК при работе в области отрицательных температур целесообразно размещать в пластиковых корпусах, а при работе в области положительных – в стальных.

Список литературы

1. *Нойкин Ю. М., Махно П. В.* Физические основы оптической связи. Электронное учебное пособие. Ростов на Дону: Южный федеральный ун-т, 2011. [Электронный ресурс]. URL: <http://foos.sfedu.ru/glava7/7.2.html> (дата обращения: 05.07.2020).
2. *Стариков С. С., Кель О. Л., Вольхин И. Л.* Измерение шумов волоконно-оптических источников излучения // Вестник Пермского университета. Физика. 2019. № 1. С. 66–73.

ЗАЩИТА АВТОРСКИХ ПРАВ НА ВИДЕО С ПОМОЩЬЮ ВНЕДРЕНИЯ ЦИФРОВЫХ ВОДЯНЫХ ЗНАКОВ

И. В. Лунегов, А. Т. Закирова

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлено исследование вложения цифровых водяных знаков (ЦВЗ) в видеопоток с целью сохранения авторских прав. Рассмотрена устойчивость ЦВЗ к преобразованиям, активным и пассивным атакам.

Ключевые слова: видеопоток; цифровые водяные знаки

VIDEO COPYRIGHT PROTECTION USING INTRODUCTION OF DIGITAL WATERMARKS

I. B. Lunegov, A. T. Zakirova

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

This paper presents a study of embedding digital watermarks (DCS) in a video stream in order to preserve copyright. The stability of the Central nervous system to transformations, active and passive attacks is considered.

Keywords: video stream; a digital watermark

1. Введение

Одно из главных применений цифрового водяного знака в видео – защита авторского права на данное видео. В данных целях водяной знак может представлять собой информацию, идентифицирующую владельца видео. Однако, при предоставлении видеослужб через интернет или телевидение широкое применение получает вложение в видео информации, идентифицирующей получателя видеослужбы. Такая информация помогает правообладателю найти источник возможной утечки информации и заблокировать его. В [1] приводятся подходы к реализации схем вложения информации об источнике в видео при предоставлении видеослужб по интернету онлайн или по требованию. На рис. 1 представлена схема рабочего потока вложения цифрового водяного знака (ЦВЗ) в видео.

Согласно схеме, информация о клиенте вкладывается в видео (ID сессии) и далее используется правообладателем в случае обнаружения факта нелегального распространения видео.

Цифровые водяные знаки могут применяться для аутентификации данных. Некоторые цифровые водяные знаки создаются неустойчивыми к различным видам преобразования. Так, получатель видео может проверить наличие модификаций водяного знака для обнаружения факта нарушения целостности видео.

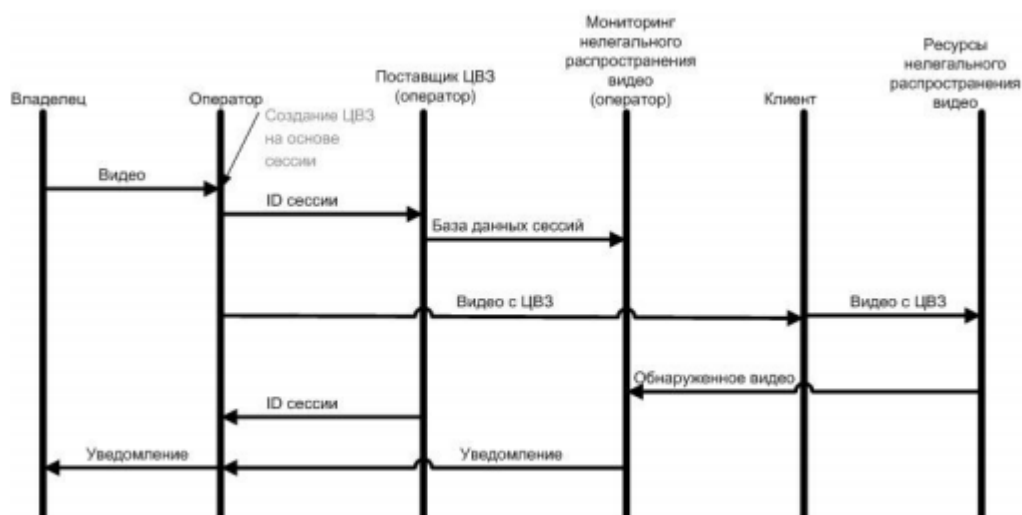


Рис. 1. Схема рабочего потока вложения водяного знака в видео

Существует следующая классификация цифровых водяных знаков [2]:

- По алгоритму извлечения водяного знака:

Технология вложения водяного знака является «слепой», если для извлечения водяного знака не нужен доступ к оригинальным данным. Напротив, если при извлечении водяного знака доступ к оригинальным данным необходим, алгоритм является «неслепым». «Слепое» вложение водяных знаков имеет большее практическое применение, так как предоставление доступа к оригинальным данным не всегда возможно и может быть небезопасным. Однако «неслепые» алгоритмы могут иметь большую стойкость из-за сравнительной простоты процесса извлечения водяного знака.

- По восприятию:

Водяной знак может быть видимым, например, в виде полупрозрачной метки, содержащей информацию о правообладателе. Водяной знак также может быть не доступным для восприятия. Обычно, технологии вложения невидимых водяных знаков являются более сложными и предоставляют больше возможностей для обеспечения стойкости водяного знака.

- По возможности извлечения:

При вложении водяного знака могут применяться различные системы шифрования. Например, при использовании симметричной или асимметричной системы шифрования только пользователи, имеющие соответствующий ключ, могут извлечь водяной знак. Такой водяной знак является секретным. Напротив, если любой пользователь может обладать информацией о нахождении водяного знака, то такой водяной знак будет публичным.

- По степени стойкости:

Стойкие водяные знаки должны выдерживать преднамеренное воздействие и непреднамеренное воздействие на данные. Преднамеренным воздействием могут быть попытки удаления водяного знака или внедрение иной информации в данные. Непреднамеренные воздействия могут включать сжатие, масштабирование и другие операции. Полухрупкие водяные

знаки предназначены для обнаружения преднамеренного воздействия, но в тоже время могут выдерживать некоторые действия над данными. Хрупкие водяные знаки предназначены для обнаружения любых нарушений целостности данных.

• *По типу области вложения водяного знака:*

Вложение водяных знаков может происходить в пространственной области или в частотной области. С одной стороны, водяной знак может внедряться путем изменения значений пикселей кадров, составляющих видео. С другой стороны, водяной знак может быть вложен в видео путем изменения значений частотных коэффициентов, полученных после применения к его кадрам одного из преобразований.

Также для технологий вложения водяных знаков в видео можно выделить классификацию на основе применяемого стандарта сжатия видео. Так, некоторые алгоритмы вложения водяных знаков создаются с учетом особенностей определенных стандартов.

2. Объект исследования

Объектом исследования являлся видеопоток, состоящий из последовательности 300 кадров формата YUV420. В качестве алгоритма вложения ЦВЗ применялось сингулярное разложение, при котором для кадра f размером $M \times M$ выполнялись следующие действия:

$$F = USV^T \quad (1)$$

где U и V – ортогональные матрицы, а S – диагональная матрица элементов в нисходящем порядке, называющихся сингулярными значениями S .

В [3] выделены следующие преимущества сингулярного разложения для преобразования изображений. Во-первых, большие сингулярные значения стойки к преобразованиям и геометрическим трансформациям. Во-вторых, небольшое изменение сингулярных значений не вносит видимых изменений в изображение. Алгоритм является стойким к нарушениям временной синхронизации, так как с водяным знаком внедряется дополнительная информация о синхронизации. Однако, он не является стойким к некоторым геометрическим преобразованиям.

3. Результаты исследований

Для реализации алгоритма был выбран язык программирования Python из-за удобства работы с обработкой изображений. Алгоритм включает в себя следующую последовательность операций:

1) Водяной знак, состоящий из «0» и «1», модифицируется следующим образом:

$$0 \rightarrow -1; 1 \rightarrow 1; \quad (2)$$

2) К кадру применяется сингулярное разложение, $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ – сингулярные величины кадра;

3) Сингулярные величины модифицируются следующим образом:

$$\dot{\lambda}_i = 0.5((\lambda_{i-1} + \lambda_{i+1}) + \alpha w_i (\lambda_{i-1} - \lambda_{i+1})), \quad (3)$$

где α – интенсивность водяного знака, w_i – бит водяного знака, $\dot{\lambda}_i$ – новое сингулярное значение.

4) Производится композиция кадра с новыми сингулярными величинами.

Извлечение водяного знака осуществлялось по следующему правилу:

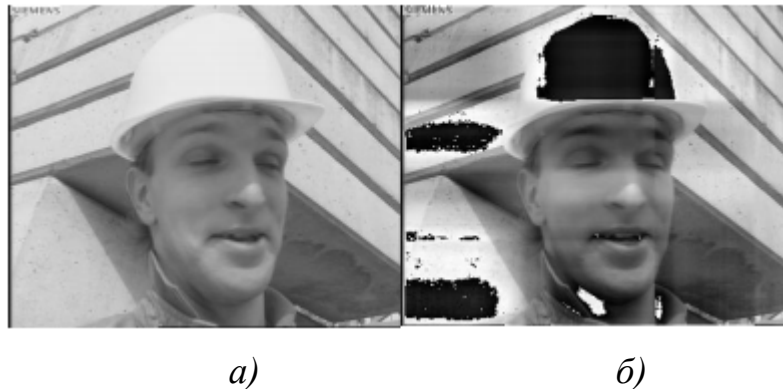
$$\begin{aligned} w_i &= 0; \dot{\lambda}_i > 0.5(\dot{\lambda}_{i-1} + \dot{\lambda}_{i+1}), \\ w_i &= 1; \dot{\lambda}_i < 0.5(\dot{\lambda}_{i-1} + \dot{\lambda}_{i+1}). \end{aligned} \quad (4)$$

В ходе эксперимента в кадры внедрялся водяной знак 30 x 40, представленный на рис. 2.



Рис. 2. Водяной знак, внедряемый в видеопоток

В каждый кадр последовательности внедряется 4 бита. Внедрение бит в большие сингулярные значения значительно отражалось на качестве получаемых кадров, приводя к заметным искажениям (рис. 3).



*Рис. 3. Кадр до внедрения водяного знака (а),
и после внедрения водяного знака (б)*

Для улучшения качества получаемого видео были применены уменьшение значения коэффициента интенсивности водяного знака с 0.5 до 0.1 и ограничение максимального значения сингулярного числа, в которое возможно вложить водяной знак (рис. 4).

Для полученных изображений была измерена пиковое отношение сигнала к шуму (PSNR). В среднем данное значение равно 51 дБ. Также видео с водяным знаком было преобразовано к форматам MPEG-2 и MPEG-4. В обоих случаях восстановить исходный водяной знак не удалось, что говорит о нестойкости данного метода к преобразованиям сжатия.



а)

б)

Рис. 4 Кадр до внедрения водяного знака (а), и после внедрения водяного знака с уменьшенной интенсивностью (б)

4. Заключение

В ходе выполнения работы была исследована модель системы вложения цифровых водяных знаков в видео, были выделены способы применения системы вложения цифровых водяных знаков в видео, исследованы угрозы целостности цифровых водяных знаков. В ходе реализации алгоритма на основе сингулярности установлено, что оптимальным значением коэффициента сингулярности является 0.1. При больших значениях наблюдаются значительные искажения кадров видеопотока. Данный метод не является стойким к атакам сжатия и геометрическим преобразованиям.

Список литературы

1. Forensic Watermarking Implementation Considerations for Streaming Media. Streaming Video Alliance. 2018. 30 p.
2. Shih F. Y. Digital Watermarking and Steganography: Fundamentals and Techniques. CRC Press, 2017. 269 p.
3. Chen H., Zhu Y. A robust video watermarking algorithm based on singular value decomposition and slope-based embedding technique // Multimed Tools Applications. 2012. Vol. 71 (3). P. 991–1012.

ФАЗОВЫЙ КОНТРАСТ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ГЛИН МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

И. В. Лунегов, А. А. Маматова, В. В. Середин, М. В. Федоров
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлено исследование фазового контраста монтмориллонитовых глин методами атомно-силовой микроскопии. Представлена топология 2D и 3D сканов АСМ и фазового контраста. Дается обоснование полученных результатов с точки зрения кристаллической структуры и энергетических свойств монтмориллонита.

Ключевые слова: атомно-силовая микроскопия; монтмориллонит; фазовый контраст

PHASE CONTRAST IN THE STUDY OF CLAYS BY THE ATOMIC FORCE MICROSCOPY METHODS

I. V. Lunegov, A. A. Mamatova, V. V. Seredin, M. V. Fedorov
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper presents a study of the phase contrast of montmorillonite clays by the atomic force microscopy methods. The topology of 2D and 3D AFM scans and phase contrast are presented. The obtained results are justified in terms of the crystal structure and energy properties of montmorillonite.

Keywords: atomic force microscopy; montmorillonite; phase contrast

1. Введение

Сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) – один из мощнейших современных приборов, дающих возможность исследования микрорельефа и локальных свойств поверхности материала, имеющий высокое пространственное разрешение. Вначале данный принцип нашел применение в сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), а затем на этой основе был разработан более универсальный метод атомно-силовой микроскопии (АСМ). Положительной чертой АСМ является то, что при использовании данного вида сканирования не требуется, чтобы образец проводил электричество. Благодаря этому, данный вид СЗМ нашел широкое применение для анализа биологических объектов: кристаллов аминокислот, белков, клеточных мембран и многого другого. Поэтому, АСМ используют в качестве инструмента исследования в физике, химии, геологии и биологии.

Для формирования технологических свойств глин, используются различные методы активации ее поверхностной энергии. К таким методам относится активация путем дробления частиц, воздействием УФ и УЗ волн, воздействием высокими температурами и давлениями, воздействием хими-

ческих растворов (кислоты, щелочи, соли). В данной работе представлено исследование методами АСМ поверхности монтмориллонитовых глин, подверженных воздействию давления.

2. Объект исследования

Объектом исследования являлась поверхность монтмориллонита. Монтмориллонит относится к группе смектитов (от греч. «смектос» – мыло), минералов трехэтажного типа со структурой элементарных слоев 2:1, обладающие свойством внутрикристаллического набухания. В их кристаллической решетке присутствуют 2 тетраэдрические сетки, обращенные вершинами навстречу друг другу, между которыми находится октаэдрический слой. Сочленение тетраэдрической и октаэдрической сеток осуществляется через общие вершины тетраэдров и октаэдров, в которых находится кислород. (рис. 1). Тетраэдрическая сетка образована кремнекислородными тетраэдрами, которые состоят из атома кремния и окружающих его четырёх атомов кислорода (рис. 1а). Шесть атомов кислорода или гидроксильных групп образуют октаэдрическую сетку (рис. 1б). В центре октаэдра могут располагаться атомы алюминия, железа или магния. Вследствие близости размеров тетраэдрических и октаэдрических сеток, они легко могут совмещаться друг с другом, при этом образовывать единый гетерогенный слой [1].

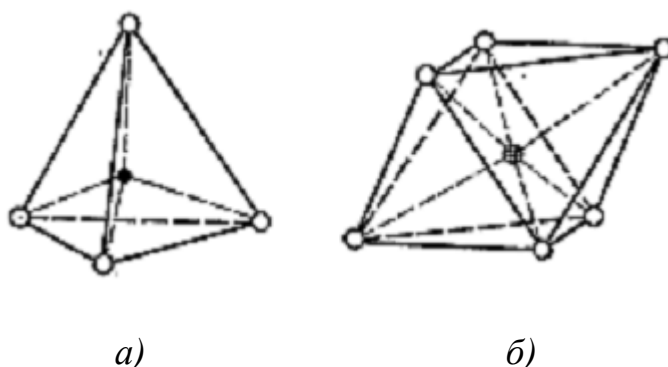


Рис. 1. Кремнекислородный тетраэдр (а) и алюмогидроксильный октаэдр (б), где ● – атом кремния, ○ – атомы кислорода, – атомы алюминия, железа или магния [2]

Для монтмориллонита характерна не очень прочная связь между слоями, что обусловлено молекулярными силами. Он имеет раздвижную кристаллическую структуру. Это связано с тем, что в кристаллической решётке за счёт ван-дер-ваальсовых сил осуществляется взаимодействие между кислородной базальной поверхностью одного слоя с такой же поверхностью другого слоя. Энергия таких сил не превышает 8–12 кДж/моль [3]. При гидратации монтмориллонита обменные катионы и молекулы воды проникают в межслоевое пространство, тем самым существенно увеличивают межслоевое расстояние, в результате чего происходит внутрикристаллическое набухание.

Процесс пробоподготовки осуществлялся следующим образом. Навески грунта массой 2.5 г погружали в три различные колбы. В каждую колбу наливали по 50 мл растворов CaCl_2 0.1M; HCl 0.1M и NaOH 0.1M. После этого содержимое колб тщательно перемешивалось в течение трех минут. Полученные суспензии оставляли на 72 часа при комнатной температуре для того, чтобы прекратились процессы, протекающие между грунтом и реагентом.

После этого производилась промывка суспензий дистиллированной водой до образования нейтральной среды. Суспензия помещалась в воронку Бюхнера (воронка с узкими отверстиями), на дне которой находилась фильтровальная бумага. Далее, в воронку поэтапно наливали по 50 мл дистиллированной воды, ожидали окончания ее фильтрации через грунт и фильтровальную бумагу и измеряли pH отфильтрованной воды. Промывка продолжалась до того момента, когда отфильтрованная вода имела нейтральную среду.

После промывки образованные грунты высушивали в печи при температуре 40–60°C. Затем высушенный грунт растирался пестиком с резиновым наконечником до образования однородного глинистого порошка, который подвергали различным давлениям для исследования образцов на АСМ.

3. Метод исследования

Амплитуда и фаза колебаний кантилевера в методе АСМ зависят от степени взаимодействия поверхности и зонда в нижней точке колебаний кантилевера. Поскольку в нижней точке колебаний зонд механически взаимодействует с поверхностью, то на изменение амплитуды и фазы колебаний кантилевера в этом режиме существенное влияние оказывает локальная жесткость поверхности образца.

Сдвиг по фазе между колебаниями возбуждающего пьезоэлектрического вибратора и установившимися колебаниями кантилевера можно оценить, если рассмотреть процесс диссипации энергии при взаимодействии зонда с образцом. При установившихся колебаниях энергия, приходящая в систему, в точности равна энергии, рассеиваемой системой. Энергия, поступающая в систему от пьезовибратора за период колебаний, расходуется на восполнение потерь при взаимодействии кантилевера с атмосферой и образцом.

Фазовый сдвиг колебаний кантилевера в «полуконтактном» режиме определяется энергией диссипативного взаимодействия зонда с поверхностью образца. Формирование АСМ-изображения поверхности в «полуконтактном» режиме происходит следующим образом. С помощью пьезовибратора возбуждаются колебания кантилевера на частоте ω (близкой к резонансной частоте кантилевера) с амплитудой A_ω . При сканировании система обратной связи АСМ поддерживает постоянной амплитуду колебаний кантилевера на уровне A_0 , задаваемом оператором ($A_0 < A_\omega$). Напряжение в петле обратной связи (на z-электроде сканера) записывается в память компьютера в качестве АСМ-изображения рельефа поверхности. Одновременно с

рельефом при сканировании образца в каждой точке может регистрироваться изменение фазы колебаний кантилевера, которое записывается в виде распределения фазового контраста.

4. Результаты исследований

В ходе исследований было установлено:

1. Разные типы глин по-разному реагируют на воздействие давления. Эти отличия обусловлены структурой кристаллической решетки и способностью глин удерживать воду. Так каолининовые глины, в силу своей пластичности, достаточно легко сжимаются и график зависимости силы адгезии от давления имеет ярко выраженную область насыщения при давлениях больше 200 МПа, что свидетельствует о том, что глина сохраняет свою структуру и количество воды на поверхности стремится к максимуму. Монтмориillonит же в силу своей более «рыхлой» структуры сначала уплотняется и выравнивается, о чем свидетельствуют рост сил адгезии (рис. 2) и уменьшение фазового контраста на поверхности (рис. 3). При давлении ~200 МПа сила адгезии достигает максимума после чего, наблюдается ее уменьшение с одновременным ростом шероховатости и фазового контраста. Данный факт говорит о том, что при высоких давлениях происходит разрушение дальнего порядка кристаллической структуры монтмориillonита.

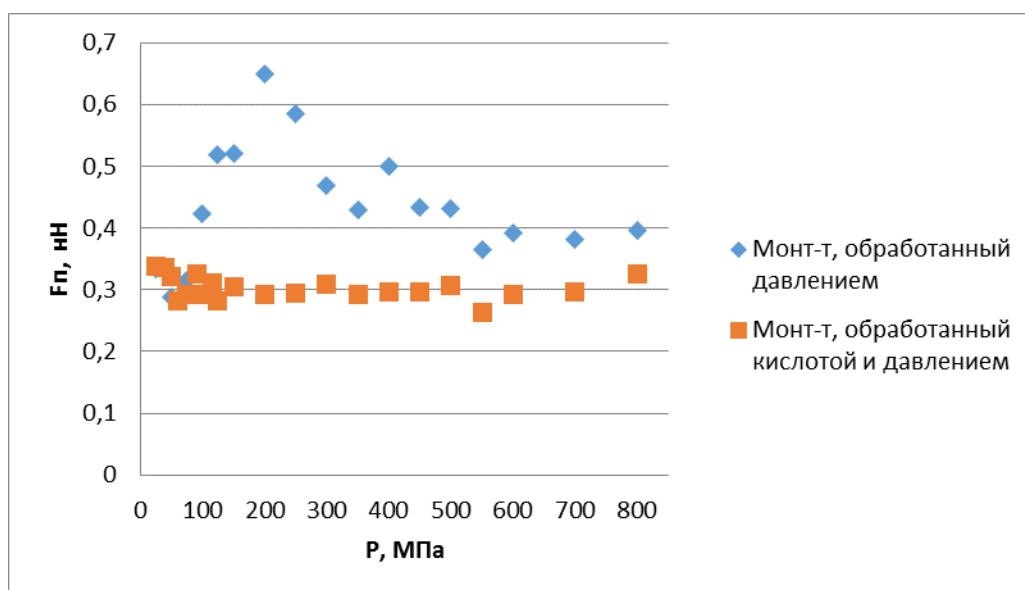


Рис. 2. Зависимость сил адгезии от давления чистого монтмориillonита и монтмориillonита, обработанного кислотой

2. Исследование сил адгезии на образцах, подвергнутых воздействию кислоты и щелочи показало, что силы адгезии в них практически не зависят от давления. Этот факт может быть объяснен изменением химической структуры кристаллов. Активные ионы, представленные в кристаллической решетке и способные удерживать воду связываются в нейтральные соли и гидроксиды. Так, например, в процессе кислотной активации монтморило-

нита происходит изменение состава и количества катионов щелочных и щелочноземельных металлов, в результате чего катионы (K^+ , Na^+ , Ca^{2+} , Mg^{2+} и др.), находящиеся на его поверхности, замещаются на ионы водорода активирующей кислоты [4]. В результате кислотной активации происходит разрушением октаэдрического слоя монтмориллонита, содержащего активные ионы.

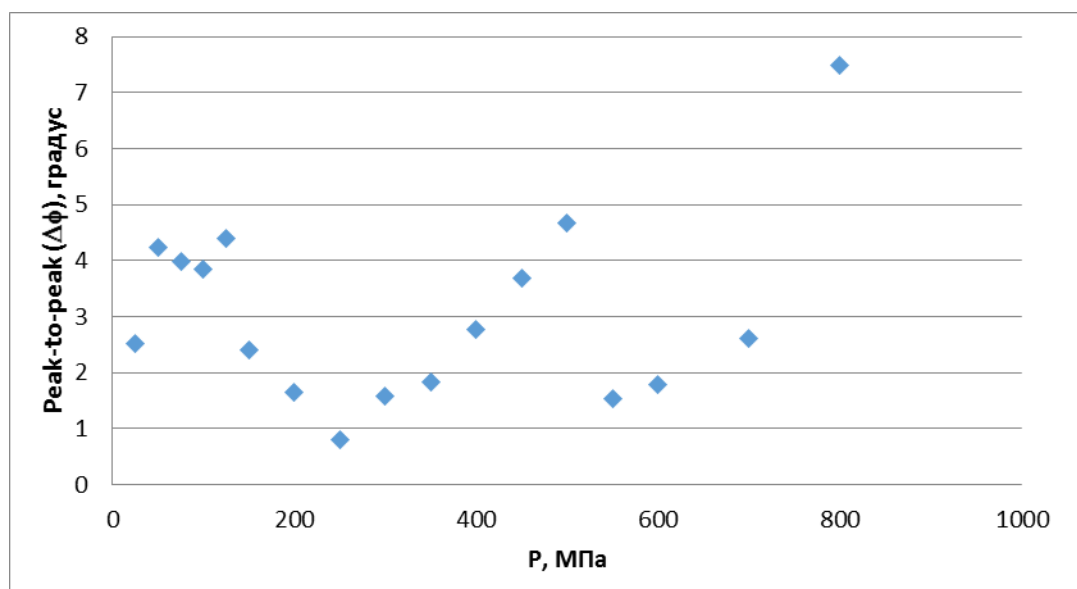


Рис. 3. Зависимость фазового контраста от давления для чистого монтмориллонита

5. Заключение

Методы атомно-силовой микроскопии показали свою состоятельность в исследовании топологии и свойств поверхности глины. В частности, измерение силы адгезии на поверхности позволяет оценить количество связанной воды (энергетические свойства глины) на поверхности. Измерение шероховатости поверхности, позволяет оценить изменение кристаллической структуры. Измерение фазового контраста позволяет оценить изменение энергетических свойств глинистой частицы от центра к краю.

Список литературы

1. Соколов В. Н. Глинистые породы и их свойства // Соросовский образовательный журнал. 2000. Т. 6. № 9. С. 59–65.
2. Орлов Д. С. Химия почв. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985. 376 с.
3. Гольдберг В. М., Скворцов Н. П. Проницаемость и фильтрация в глинах. М.: Недра, 1986. 160 с.
4. Акимбаева А. М., Ергожин Е. Е. Оценка структурных и сорбционных характеристик активированного бентонита // Коллоидный журнал. 2007. Т. 69. № 4. С. 437–443.

ИССЛЕДОВАНИЯ УЯЗВИМОСТЕЙ АЛГОРИТМА КУТТЕРА-ДЖОРДАНА-БОССЕНА

И. В. Лунегов, О. Д. Мутовин

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлен анализ алгоритма Куттера-Джордана-Боссена по вложению информации в статические изображения, выявлены уязвимости метода исследования устойчивости стегосообщений к внешним воздействиям.

Ключевые слова: стеганография; уязвимости стегоконтейнера

RESEARCH OF ALGORITHM VULNERABILITIES OF THE CUTTER-JORDAN-BOSEN

I. B. Lunegov, O. D. Mutovin

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper presents an analysis of the Cutter-Jordan-Bossen algorithm for embedding information in static images, identifies vulnerabilities of the method, and studies the stability of stegosocommunications to external influences.

Keywords: steganography; vulnerability stegocontainer

1. Введение

Метод Куттера-Джордана-Боссена базируется на особенностях и свойствах зрительной системы человека (ЗСЧ), которые можно разделить на две группы: низкоуровневые или физиологические и высокоуровневые или психофизиологические.

Важнейшие низкоуровневые свойства:

- чувствительность к изменению яркости (контрастности) изображения;
- частотная чувствительность;
- эффект маскировки;

Исследования показывают [1], что при отклонении яркости на 1–3% на средних яркостях пикселей, наблюдатель не может различить или же заметить такое изменение.

Так же ЗСЧ обладает нелинейной амплитудно-частотной характеристикой, поэтому низкочастотные шумы для человеческого глаза заметнее чем высокочастотные.

Высокое влияние имеет и эффект маскировки. Глазу в разы сложнее заметить различие между разными составляющими, которые имеют очень схожие характеристики яркости и контрастности.

Высокоуровневые свойства ЗСЧ затрагивают не столько сам инструмент зрения человека, а затрагивает его в системе «глаз-мозг». После приема сигналов от глаз, мозг «подстраивает» зрительные системы для конкретно того на что обращено внимание человека.

Основными компонентами такой «подстройки» являются [2]:

- чувствительность к контрасту – высококонтрастные участки сильнее привлекают к себе внимание;
- чувствительность к размеру – большие участки более заметны. Так же существует порог, при котором дальнейшее увеличение размера не имеет смысла;
- чувствительность к форме, когда более тонкие и длинные объекты заметнее чем более однородные и круглые;
- цветочувствительность;
- чувствительность к месту размещения, при которой психологически первоначально рассматривается центр изображения, а также то что расположено на переднем плане;
- чувствительность к внешним раздражителям или иначе зависимость от обстановки и психологического состояния наблюдающего.

До середины 1990-х годов для разработки стеганографических алгоритмов использовались лишь низкоуровневые свойства ЗСЧ. В настоящее время ведутся разработки алгоритмов и с применением высокоуровневых свойств.

2. Особенности алгоритма Куттера-Джордана-Боссена

Рассматриваемый метод был впервые представлен в 1998 году в журнале *Journal of Electronic Imaging* Мартином Куттером, Фредериком Джорданом и Френком Боссеном [1]. Встраивание информации происходит в пространственной области путем изменения яркости синей компоненты пикселя, представленного в кодировке RGB, так как ЗСЧ наименее чувствительны к синему спектру.

Встраивание одного бита секретной информации происходит следующим образом. Пусть нам даны секретный бит S , принимающий значение 0 или 1, и пиксель с координатами i и j .

Изначально высчитывается яркостная компонента Y по формуле:

$$Y = 0.299R + 0.587G + 0.114B, \quad (1)$$

где R , G , B соответственно значения красной, зеленой и синей составляющих пикселя с координатами i и j .

Затем синяя компонента B заменяется на B^* , вычисляемую по формуле:

$$B^* = B(2S - 1)Yq, \quad (2)$$

где B – исходное значение синей компоненты, S – секретный бит, Y – яркостная компонента, q – константа, изменяющаяся от 0 до 1 и характеризую-

ющая энергию сигнала. Чем ближе q к единице, тем выше робастность встраивания, но сильнее его заметность.

Извлечение информации происходит без наличия оригинала изображения и имеет вероятностный характер. Для извлечения используется линейная комбинация значений синей компоненты пикселей, находящихся в крестообразной окрестности пикселя, из которого извлекается информация. Эмпирически авторами было установлено, что именно предсказание с помощью крестообразной области наиболее правдоподобно и эффективно. Именно поэтому этот метод также называют методом «креста».

Предсказанное значение $B_{пр}$ вычисляется следующим образом:

$$B_{пр} = \frac{1}{4 * c} * \left(\sum_{k=-c}^c B_{i+k,j} + \sum_{k=-c}^c B_{i,j+k} - 2 * B_{i,j} \right),$$

где c – размеры крестообразной области. Обычно размер креста варьируется от 1 до 3 пикселей.

Полученное значение сравнивается с извлеченным из пикселя с координатами i и j

$$\delta = B - B_{пр}.$$

Если δ положительно, то извлекается 1, иначе извлекается 0.

Для нивелирования искажений при вероятностном извлечении используется многократное встраивание. Один бит секретного сообщения встраивается не в один пиксель, а сразу в несколько подряд стоящих. Это дает более высокую вероятность положительного извлечения информации, но сокращает вместимость контейнера.

За счет встраивания информации в канал синего цвета обеспечивается высокая незаметность встраивания. Также за счет этого приобретается высокая устойчивость к низкочастотной фильтрации. Из-за работы лишь с яркостями приобретается устойчивость к атакам с помощью сжатия контейнера и частотному декодированию. При повышении вероятности извлечения информации путем многократного встраивания уменьшается полезный объем контейнера.

3. Проверка работоспособности метода

Для проверки работоспособности метода Куттера-Джордана-Боссена была написана программа для вложения информации в статические изображения с использованием данного алгоритма. На рис. 1 представлен результат работы данной программы. Как можно видеть ни визуально, ни по объему данные изображения отличить невозможно. Различия можно обнаружить только с использованием специальных программ, например, ImageDiscerner.

4. Устойчивость метода к атакам

Одна из основных задач цифровой стеганографии – это придумать та-

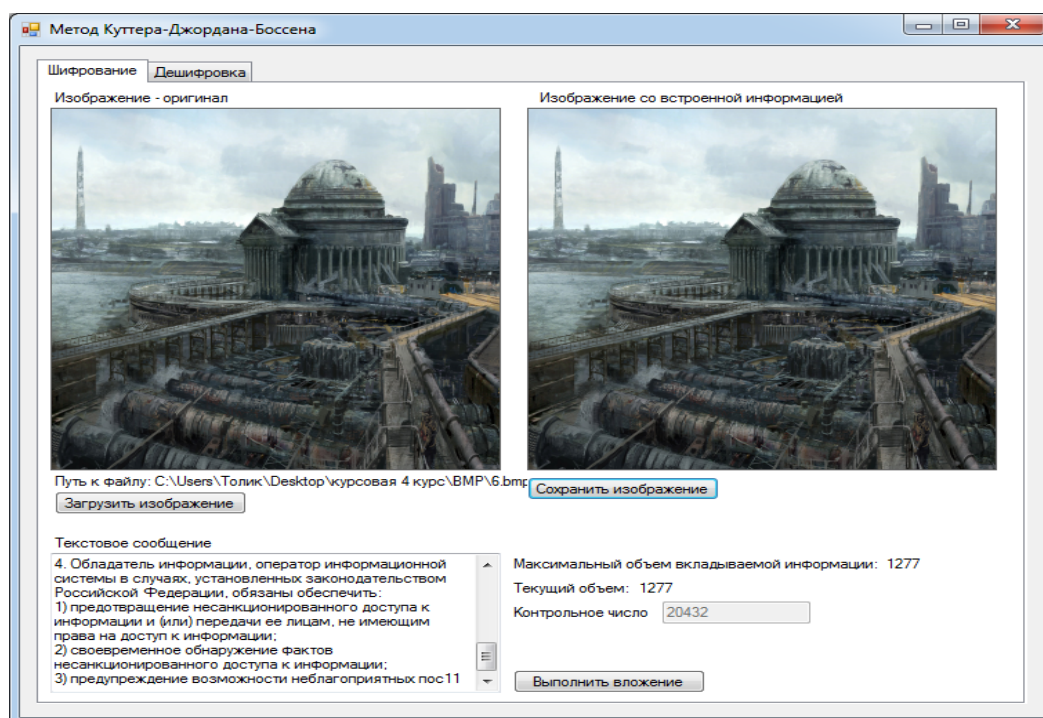


Рис. 1. Пример работы программы вложения информации в статические изображения

кой алгоритм сокрытия информации в файле, будь то изображение, аудиофайл или видеофайл, чтобы при пересылке, эти файлы, которые представляют собой систему «контейнер-сообщение», дошли до адресата в неизменном виде.

Однако, при пересылке изображений, возможны преобразования над изображением, которые могут нарушить целостность контейнера и сообщения, встроенного в него. Так же возможно изменение или же несанкционированный доступ к информации со стороны злоумышленника.

Были проведены следующие активные атаки на документ контейнер:

- конвертация в тип JPEG с последующим сжатием;
- архивирования с разной степенью сжатия;
- атаки, направленные на цифровую составляющую контейнера (выравнивание яркости, обесцвечивание, инверсия, удаление синего спектра);
- геометрические атаки (поворот, сдвиг, масштабирование или искажения, усечение).

Так, например, даже минимальное сжатие JPEG (табл. 1) приводит к разрушению вложенной в исходный файл информации (информацию извлечь не удастся).

Проверка извлекаемости информации после архивирования ZIP (табл. 2) показала хорошую устойчивость алгоритма к данной операции.

Атаки на цифровую составляющую изображения, а также любые геометрические преобразования приводят к полной потере информации, помещенной в контейнер.

Табл. 1. Проверка изображения на извлекаемость информации при разной плотности сжатия JPEG

% сжатия	99	98	97	96	95
Количество правильно извлеченных пикселей	257	137	30	59	2
% правильной расшифровки	70.60	37.64	8.24	16.21	0.55

Табл.2. Проверка изображения на извлекаемость информации при разной плотности сжатия ZIP

Архивирование (сжатие в zip архив)							
Обычное сжатие		Максимум		Ультра		Экстремальное	
Правильные	% правильной расшифровки	Правильные	% правильной расшифровки	Правильные	% правильной расшифровки	Правильные	% правильной расшифровки
346	95.05	346	95.05	346	95,05	346	95.05
359	98.63	359	98.63	359	98,63	359	98.63
362	99.45	362	99.45	362	99,45	362	99.45
356	97.80	356	97.80	356	97,80	356	97.80
364	100.00	364	100.00	364	100,00	364	100.00

5. Заключение

Исследование показало, что алгоритм Куттера-Джордана-Боссена достаточно устойчив к архивированию, незначительному сжатию с потерями, обесцвечиванию и выравниванию яркостей, но не устойчив к инверсии, удалению синего спектра и сильному сжатию с потерями. Геометрические атаки имеют сильное воздействие на один вид заполнения контейнера, могут быть бесполезны в других случаях.

Список литературы

1. Аграновский А. В., Балакин А. В., Грибунин В. Г. Сапожников С. А. Стеганография, цифровые водяные знаки и стегоанализ. Вузовская книга, 2009. 220 с.
2. Грибунин В. Г., Оков И. Н., Туринцев И. В. Цифровая стеганография. М.: СОЛОН-Пресс, 2017. 262 с.

ЦИФРОВОЙ ГЕНЕРАТОР ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Д. Палкин, А. В. Манцуоров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлена разработка цифрового генератора прямоугольных импульсов для поверки преобразователей расхода жидкости. Устройство выполнено на основе микроконтроллера STM32F103.

Ключевые слова: микроконтроллер; поверка преобразователей расхода жидкости

DIGITAL RECTANGULAR PULSE GENERATOR

A. D. Palkin, A. V. Mantsurov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The work presents the development of digital rectangular pulse generator for verification fluid flow converters. The device is based on STM32F103 microcontroller.

Keywords: microcontroller; verification fluid flow converters

Поверка – совокупность операций, выполняемых в целях подтверждения соответствия средств измерений метрологическим характеристикам. При эксплуатации не поверенного прибора гарантировано получение результатов, не имеющих законную силу, и возможно, что измеряемые данные не будут отражать действительность. Во избежание вышеперечисленных ситуаций следует проводить поверку оборудования.

Для измерения среднего объема расхода и объема жидкости применяются преобразователи расхода. Используются на предприятиях теплоэнергетической, химической и других отраслей промышленности.

Для поверки преобразователей расхода жидкости могут использоваться два метода поверки: проливной и имитационный (если это предусмотрено методикой поверки). Имитационная или беспроливная поверка может проводиться на месте, что является большим преимуществом. Для проведения поверки преобразователя расхода жидкости необходимо собрать установку, показанную на рис. 1. Создаваемые генератором прямоугольные импульсы поступают на вход поверяемого устройства и вход первого частотомера, для подсчета числа импульсов. Преобразователь расхода выполняет операцию подсчета входных импульсов и осуществляет генерацию прямоугольных импульсов с частотой, зависящей от частоты входных импульсов. Выход преобразователя подключен ко второму частотомеру, задачей которого является подсчет выходных импульсов. При включении генератора первый частотомер и преобразователь расхода одновременно начинают подсчет импульсов. Счет импульсов ведется до тех

пор, пока первый частотомер не досчитает до определенного значения, указанного в методике поверки. После остановки генератора осуществляется определение погрешности расходомера путем подстановки значений обоих частотомеров в расчетную формулу. В случае, если погрешность составляет допустимое методикой значение, прибор считается удачно поверенным, в противном случае, поверенное устройство не допускается к дальнейшей эксплуатации. Генератор должен предоставлять возможность изменять параметры создаваемого сигнала (амплитуду, скважность, период), задавать количество генерируемых импульсов.



Рис. 1. Схема установки поверки

Разработанный генератор состоит из нескольких блоков, представленных на рис. 2. Главным компонентом является микроконтроллер STM32F103 [1]. Микроконтроллер позволяет управлять периферийными устройствами, такими как: инкрементный энкодер, цифровой экран, цифровой потенциометр, матричная клавиатура.



Рис. 2. Функциональная схема генератора

В разработанном генераторе для организации ввода информации используются энкодер и матричная клавиатура. Энкодер – датчик угла поворота, преобразовывает вращательное движение в электрический импульс, позволяющий определить направление поворота. В генераторе используется инкрементный энкодер с кнопкой для взаимодействия с «меню» прибора. Энкодер с кнопкой имеет 5 контактов, два - принадлежат кнопке, другие два отвечают за определение направления поворота (А и В), последний – общий (GND, земля). На контактах А и В в состоянии покоя присутствует логический ноль, после поворота на одном из контактов

логический ноль меняется на логическую единицу, после небольшой задержки на втором контакте логический ноль меняется на единицу, что позволит определить направление вращения.

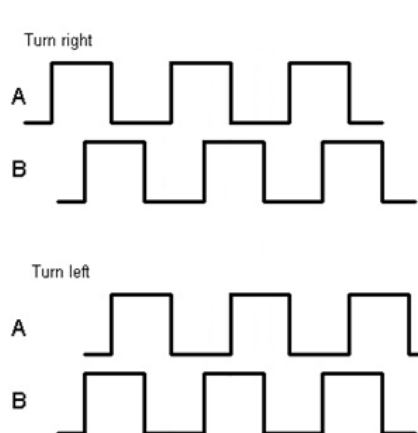


Рис. 3. Принцип работы энкодера

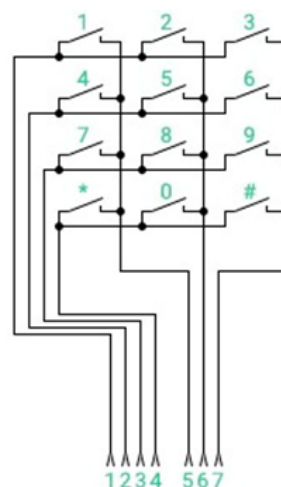


Рис. 4. Принцип матрицирования

Если А поменял логический ноль на единицу раньше контакта В (как показано на рис. 3), то вращение происходит в одну сторону, если наоборот, то в другую.

Для ввода параметров генерируемых импульсов используется матричная клавиатура (рис. 4). Матричная клавиатура позволяет рационально использовать выводы микроконтроллера. Принцип матрицирования заключается в группировке выводов по рядам и столбцам. На входы матричной клавиатуры (контакты 1, 2, 3 и 4), последовательно с большой частотой подаются двоичные коды активации строк: 0b0001, 0b0010, 0b0100 и 0b1000. Смещение логической единицы приводит к увеличению потенциала одной из строк с 0 В до 3.3 В. Выводы микроконтроллера подключенные к этим контактам клавиатуры настроены на «выход». Контакты клавиатуры под номерами 5, 6 и 7 необходимы для определения активного столбца. Один из столбцов становится активным при нажатии на какую-либо кнопку клавиатуры. Выводы микроконтроллера подключенные к этим контактам клавиатуры настроены на «вход». Если ни одна из кнопок не нажата, то потенциал контактов 5, 6 и 7 равен нулю. Например, если нажать кнопку «8», то в момент активации третьей строки столбец под номером два станет активным. Соотнося код активации с номером активного столбца микроконтроллер делает вывод о том, какая из кнопок была нажата. Используя принцип матрицирования для обработки нажатия 12 кнопок требуется всего семь выводов микроконтроллера, вместо 12, подключая кнопки классическим способом: одна кнопка – один вывод. При большем количестве кнопок принцип матрицирования становится еще более эффективным.

У прибора есть цифровой экран, сильно упрощающий взаимодействие пользователя с прибором. В качестве цифрового экрана используется графический дисплей LCD 5110. Разрешение экрана: 84 x 48 точек. Интерфейс управления: SPI. Дисплей построен на контроллере PCD8544.



Рис. 5. Пример меню на цифровом экране

Для настройки амплитуды выходного сигнала, используется цифровой потенциометр AD8400 [2]. AD8400 содержит один переменный резистор в компактном SOIC-8 корпусе. Это устройство по функционалу схоже с механическими потенциометрами. Восемьразрядные данные из регистра декодируются для установки сопротивления потенциометра. Управление цифровым потенциометром осуществляется через SPI-интерфейс. Передача данных представлена на рис. 6.

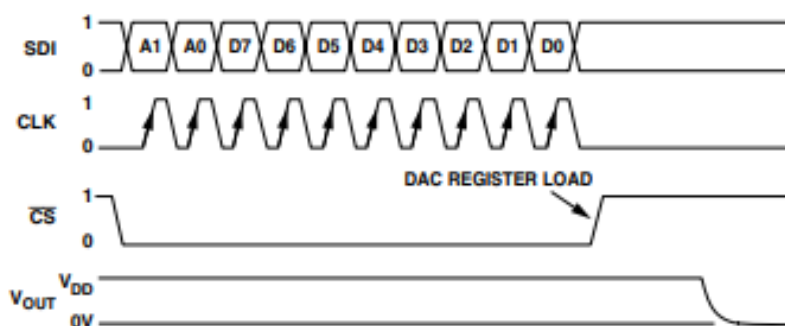


Рис. 6. Передача данных

CS отвечает за выбор потенциометра. SDI отвечает за передачу данных от микроконтроллера к потенциометру. CLK – линия синхронизации.

Некоторые преобразователи расхода жидкости необходимо поверять при амплитуде сигнала вплоть до 10 В. Для расширения динамического диапазона амплитуды сигнала используется масштабный усилитель на базе операционного усилителя LM358, включенного по неинвертирующей схеме. Коэффициент усиления может быть изменен путем переключения тумблера и принимать при этом значения 1 или 3.

В качестве источника питания используется блок питания напряжением 10 В. Микроконтроллеру необходимо напряжение всего 5 В. Для понижения уровня напряжения (из 10 В в 5 В), в схеме предусмотрен импульсный понижающий стабилизатор напряжения на основе микросхемы MC34063.

Принципиальная схема устройства приведена на рис. 7.

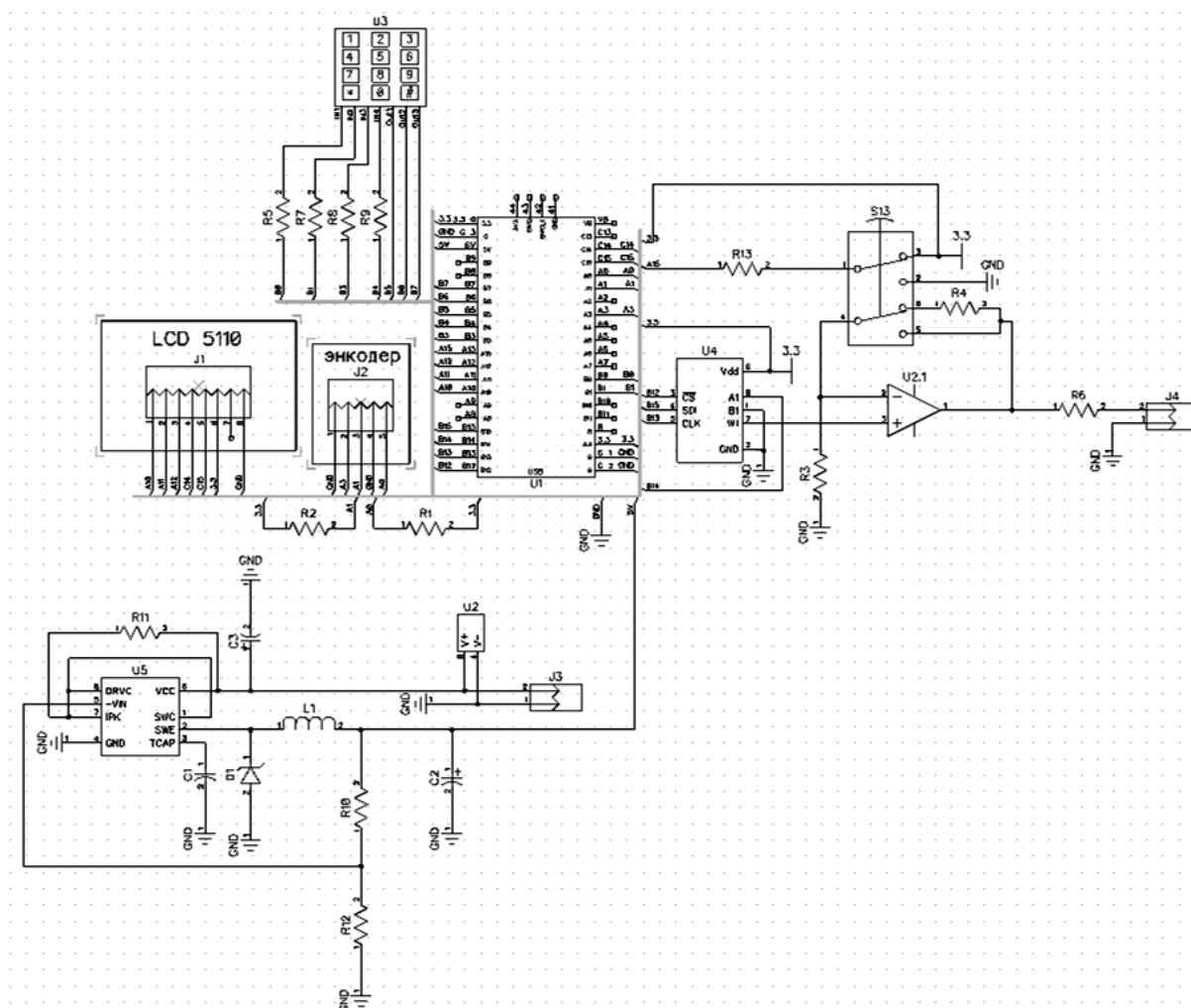


Рис. 7. Принципиальная схема платы устройства

Для испытания разработанного генератора, проведена поверка преобразователя расхода жидкости имитационным методом. Поверяемое устройство: преобразователь расхода «Метран-300ПР». Проведены три испытания с частотами – 1 Гц, 1000 Гц, 2500 Гц. Параметры скважности и амплитуды не менялись. Относительная погрешность поверяемого прибора составила $\pm 0.01\%$, что не превышает допустимое значение погрешности. Генератор полностью удовлетворяет техническому заданию и выполняет все требуемые функции.

Список литературы

1. STM32F103 Datasheet. STMicroelectronics, 2018. 1134 p.
2. Digital Potentiometers Datasheet AD8400/AD8402/AD8403. Analog Devices, 2010. 32 p.
3. Руководство по эксплуатации СПГК.407131.026 РЭ, версия 42. Метран, 2009. 127 с.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ДЕБИТА ДОБЫВАЮЩИХ СКВАЖИН КОСВЕННЫМ МЕТОДОМ

А. И. Сорокин^{a,b}, И. В. Золотарев^{a,b}

^aПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^bАО «Новомет-Пермь», 614065, Пермь, Шоссе Космонавтов, 395

В работе рассмотрен способ, позволяющий определять подачу насоса нефтедобывающих скважин в режиме реального времени. Данный способ основан на косвенном определении дебита с помощью технологии искусственного интеллекта на основе нейронной сети.

Ключевые слова: виртуальный расходомер; нейронные сети; нейросетевой расходомер; измерение дебита

THE FLOW RATE CALCULATION OF PRODUCTION WELLS BY INDIRECT METHOD

A. I. Sorokin^{a,b}, I. V. Zolotarev^{a,b}

^aPerm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

^bJSC «Novomet-Perm», 395 Shosse Kosmonavtov St., 614065, Perm

In this research, a method is considered that makes to determine the pump flow rate of a production wells in real time. This method is based on the indirect determination of the flow rate using artificial intelligence technology based on a neural network.

Keywords: virtual flowmeter; neural networks; neural network flowmeter; flow rate measurement

В современном мире все больше и больше компаний стремятся к автоматизации своего производства. Так же и в нефтяной промышленности пытаются автоматизировать некоторые процессы. Одной из проблем в этой области является сложность измерения дебита в непрерывном режиме. Обычно замеры дебита производятся с частотой примерно раз в сутки, что обусловлено применением специальных замерных устройств, при том, что скважинные условия могут измениться в любой момент.

Разработка методики позволит на основе измерений телеметрии и станции управления вычислять подачу насоса в режиме реального времени, а также упростит управление добычей. Для учета практических всех коррелирующих параметров системы пласт-скважина-УЭЦН было принято решение применить нейронные сети.

На сегодняшний день проблема измерения объемов добытой нефти решается с помощью таких устройств, как автоматизированные групповые замерные установки (АГЗУ), погружные расходомеры и виртуальные расходомеры.

АГЗУ – система трубопроводов, находящаяся на поверхности [1]. Преимуществом АГЗУ является небольшая погрешность измерения – 2,5%, недостатком – сложная в обслуживании и установке система, которая производит замеры дебита в среднем раз в сутки.

Погружные расходомеры используются непосредственно в скважине вместе с установкой (УЭЦН) [2]. При правильной калибровке погружного расходомера погрешность измерения – 2%. При засорении прибора или выходе его из строя, приходится извлекать всю установку целиком на поверхность, что является экономически невыгодным решением.

Виртуальные расходомеры представляют собой программные продукты, установленные в прошивку станции управления (СУ). В случае некорректной работы не требуется извлечение оборудования и дорогостоящего ремонта, они обладают низкой себестоимостью [3, 4].

Используя нейронные сети можно составить зависимость дебита скважины от параметров, замеряемых телеметрией, СУ и нефтяниками. Использование всех имеющихся данных нецелесообразно – сильно увеличит размер датасета. Поэтому для оптимизации необходимо выделить параметры, непосредственно влияющие на определение дебита [5].

В процессе работы опытным путем был установлен список таких входных параметров: обводненность, динамический уровень, буферное давление, давление затрубное, давление в линии, давление на приеме насоса, ток, частота вращения двигателя, номинальная подача, номинальный напор, дебит. При обучении нейронной сети выяснилась проблема, связанная с ошибками в записях архивов. Поэтому было принято решение воспользоваться поиском выбросов. Для поиска выбросов было взято два метода: метод медианы, метод номинальной подачи. Использование метода медианы позволило увеличить точность нейронной сети с 12% до 36.6% (рис. 1).

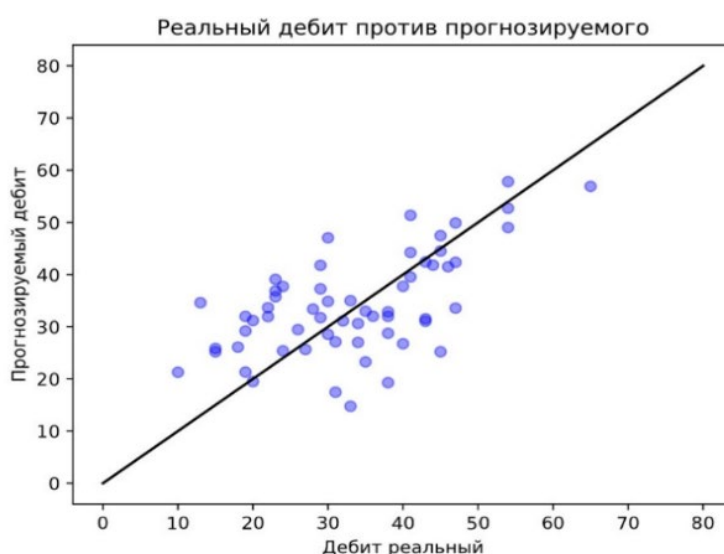


Рис. 1. Метод медианы

Далее был взят метод номинальной подачи. Суть данного метода заключается в выявлении ошибок в заполнении с помощью напорно-расходной характеристики.

Скважины, у которых подача была сосредоточена в диапазоне:

1. $\pm 30\%$ от идеальной подачи;
2. $\pm 20\%$ от идеальной подачи;
3. $\pm 10\%$ от идеальной подачи;

В диапазоне $\pm 30\%$ видно, что точность начинает увеличиваться по сравнению с методом медианы (рис. 2). Точность составила 48.6%.

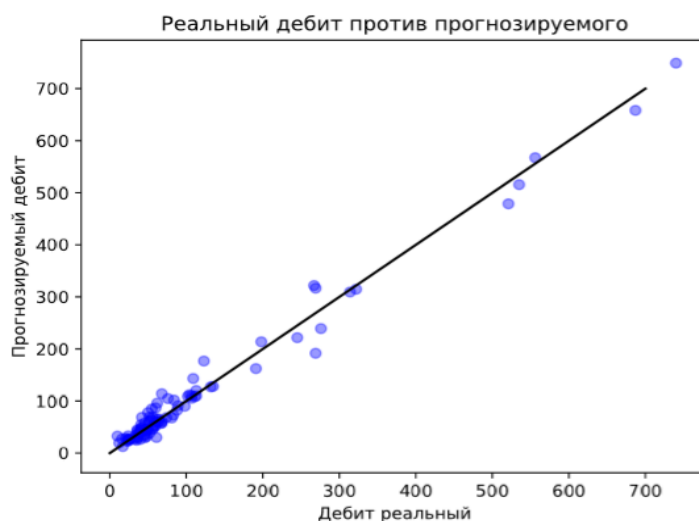


Рис. 2. Метод номинальной подачи $\pm 30\%$

В диапазоне $\pm 20\%$ можно увидеть, что точность увеличивается и составляет 56.2% (рис. 3).

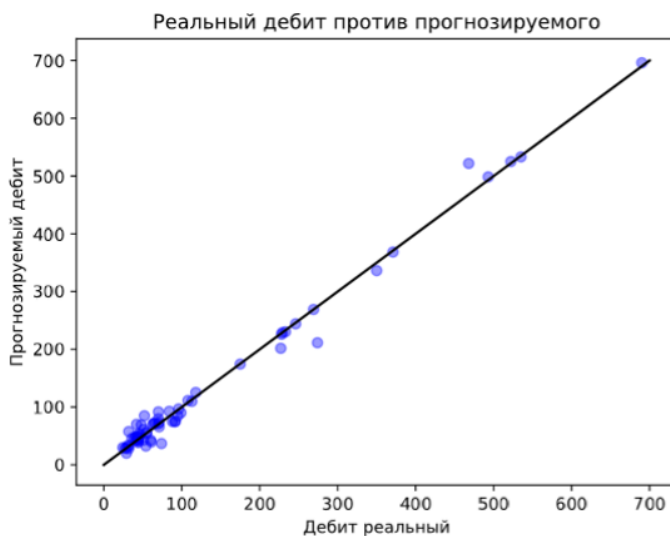


Рис. 3. Метод номинальной подачи $\pm 20\%$

В случае, когда данные лежат в диапазоне $\pm 10\%$ получаем, что точность увеличилась до 78.7% (рис. 4).

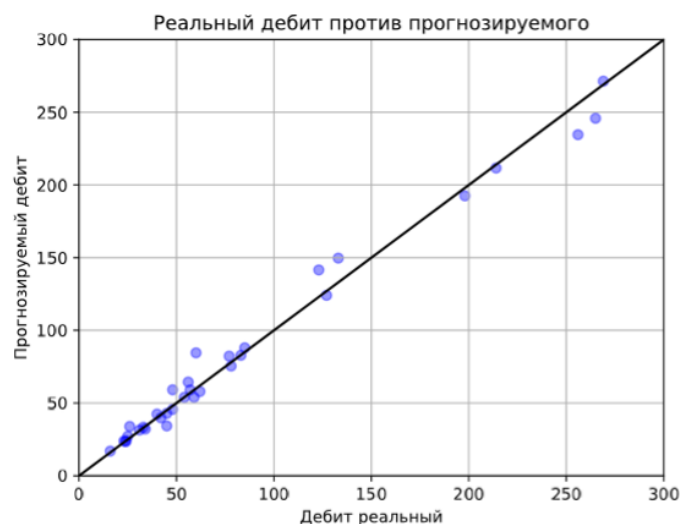


Рис. 4. Метод номинальной подачи $\pm 10\%$

Таким образом, методика номинальной подачи по напорно-расходной характеристике положительно влияет на обучение нейросети. Далее было принято решение попробовать переобучить нейросеть на тех же данных с использованием коэффициентов, полученных на предыдущем шаге. Ее точность увеличилась до 93.9% (рис. 5).

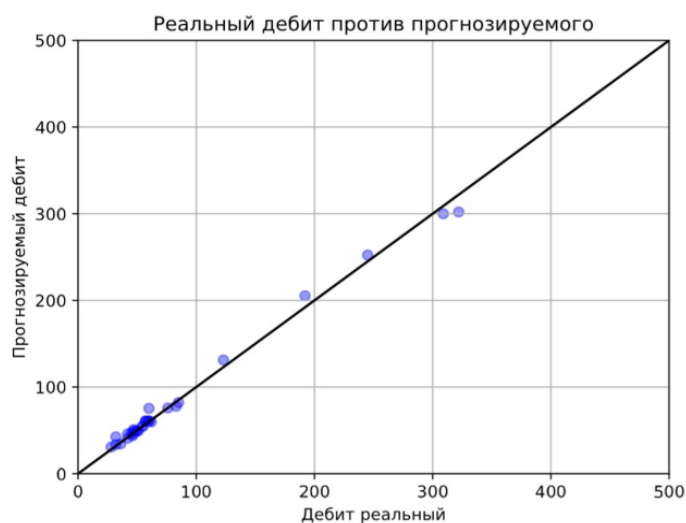


Рис.5. Метод номинальной подачи $\pm 10\%$ с переобучением

Для подтверждения точности нейронной сети была проведена проверка на 20 скважинах. Все скважины входят в диапазон $\pm 10\%$ от номинальной подачи (табл. 1). Для каждого случая были рассчитаны погрешность и точность дебита газо-жидкостной смеси. Средняя точность по всем скважинам составляет 95.66%, что является хорошим результатом.

Таким образом, был разработан виртуальный расходомер, который позволяет определять дебит газо-жидкостной смеси нефтедобывающих скважин

Табл. 1. Проверочные данные для нейронной сети

	Реальный дебит	Прогнозируемый дебит	Погрешность	Точность
1	535	526.2779	1.63%	98.37%
2	214	224.86131	5.08%	94.92%
3	107	106.54928	0.42%	99.58%
4	76	72.27368	4.90%	95.10%
5	91	82.01329	9.88%	90.12%
6	31	30.72591	0.88%	99.12%
7	31	33.316486	7.47%	92.53%
8	30	28.80352	3.99%	96.01%
9	45	44.730576	0.60%	99.40%
10	520	525.36127	1.03%	98.97%
11	140	139.92555	0.05%	99.95%
12	43	42.961468	0.09%	99.91%
13	299	321.33994	7.47%	92.53%
14	258	275.1529	6.65%	93.35%
15	740	689.8464	6.78%	93.22%
16	76	82.89482	9.07%	90.93%
17	78	79.02062	1.31%	98.69%
18	59	59.83713	1.42%	98.58%
19	136	125.64914	7.61%	92.39%
20	75	82.91259	10.55%	89.45%
Среднее значение:			4.34%	95.66%

косвенным методом. При проведение экспериментов виртуальный расходомер показал среднюю погрешность 4.34%, что гораздо лучше требуемой (согласно ТЗ погрешность не должна превышать 10%). Такие результаты позволяют применять виртуальный расходомер в составе нефтедобывающего комплекса для управления УЭЦН.

Список литературы

1. *Дадаян Ю. А., Храбров И. Ю.* Методы и средства измерения нефтяных скважин: учебное пособие. М.: Издательский центр РГУ нефти и газа имени И. М. Губкина, 2015. 51 с.
2. *Пещеренко М. П., Лебедев Д. А., Пещеренко С. Н.* Погружной шариковый расходомер // Нефтяное хозяйство. 2015. № 6. С. 88–90.
3. *Ивановский В. Н., Сабиров А. А., Герасимов И. Н., Мазеин И. И., Брюханов С. В., Золотарев И. В.* Разработка и внедрение виртуального расходомера для скважин, оборудованных установками центробежных насосов // Территория «НЕФТЕГАЗ». 2016. №11. С. 115–120.

4. *Патент* 2652219 Российская Федерация, МПК Е 21 В 47/100, Е 21 В 43/121. Способ определения дебита скважин, оборудованных насосными установками / Золотарев И. В.; заявитель и патентообладатель АО «Новомет-Пермь». №2017122778; заявл. 27.06.2017; опубл. 25.04.2018, Бюл. №12. 9 с.
5. *Хайкин С.* Нейронные сети: полный курс. М.: Издательский дом «Вильямс», 2006. 1104 с.

РАЗРАБОТКА ДВУХКАНАЛЬНОГО ЦИФРОВОГО ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФА ДЛЯ ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ СЕРДЕЧНО-СОСУДИСТОЙ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА

М. В. Устюгов, А. В. Манцуров

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлена разработка и изготовление устройства, которое станет аппаратной основой для проведения оценки состояния сердечно-сосудистой системы человека. Устройство выполнено на основе микроконтроллера STM32F103C8T6.

Ключевые слова: фотоплетизмография; частота сердечных сокращений (ЧСС); скорость распространения пульсовой волны (СРПВ)

DEVELOPMENT OF A TWO-CHANNEL DIGITAL PHOTOPLETISMOGRAPH FOR THE EVALUATION OF THE STATE OF THE CARDIOVASCULAR SYSTEM OF A HUMAN

M. V. Ustyugov, A. V. Mantsurov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The paper presents the development and manufacture of a device that will become the hardware basis for assessing the state of the human cardiovascular system. The device is based on the STM32F103C8T6 microcontroller.

Keywords: photoplethysmography; heart rate; pulse wave velocity (PWV)

На сегодняшний день заболевания сердечно-сосудистой системы являются довольно распространённым явлением. И хотя методы их лечения активно развиваются, очень важно уметь диагностировать их на ранней стадии, это позволит провести профилактику и своевременное лечение, что не допустит дальнейшего прогрессирования болезней. С этой проблемой могут справиться различные приборы и методы диагностики. На сегодняшний день активно применяется метод фотоплетизмографии (ФПГ), который имеет ряд преимуществ, а именно: неинвазивность и безболезненность, высокая скорость обследования, а также простота получения данных для дальнейшего исследования. Сегодня фотоплетизмография также активно применяется в различных носимых устройствах, к примеру, в фитнес-браслетах и смарт-часах. Однако такие устройства ограничиваются лишь подсчетом частоты сердечных сокращений (ЧСС). А серьезное обследование возможно только в больницах, в которых имеется необходимое оборудование и ПО.

В рамках данной работы разработан двухканальный цифровой фотоплетизмограф, который станет аппаратной платформой для дальнейшего исследования параметров пульсовой волны. Подобное

устройство при наличии соответствующего ПО, сможет позволить врачам проводить удаленную и довольно подробную диагностику состояния сердечно-сосудистой системы пациентов.

Фотоплетизмографией называют метод регистрации кровяного потока с использованием источника инфракрасного или светового излучения и фотоэлемента, который регистрирует изменения объёма крови в ткани. В роли фотоэлементов могут выступать фотодиоды, фоторезисторы или фототранзисторы.

Метод основан на том, что в крови человека основным поглотителем света является гемоглобин. Характеристики поглощения света гемоглобина зависят от его состава и длины падающего света, эта зависимость представлена на рис. 1.

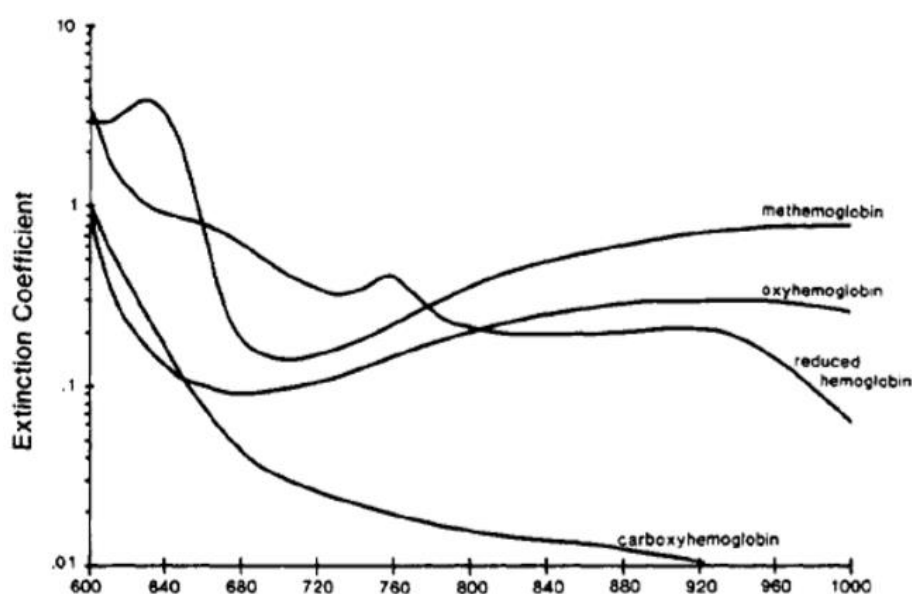


Рис. 1. Коэффициенты поглощения различных видов гемоглобина

Можно заметить, что наибольшие коэффициенты поглощения у различных видов гемоглобина наблюдаются на длинах волн, соответствующих инфракрасному и зеленому спектрам.

Цифровой двухканальный фотоплетизмограф состоит из следующих блоков (рис. 2.):

- 1) «датчик»,
- 2) «усилитель»,
- 3) «Фильтр нижних частот» (ФНЧ),
- 4) «усилитель с автоматической регулировкой усиления» (АРУ),
- 5) «микроконтроллер».

Основой прибора являются блоки «датчики», состоящие из инфракрасного (D2) и зеленого (D1) светодиодов, управление которыми осуществляется микроконтроллером через транзисторы (Q1 и Q2). В роли фотоэлементов выступают фототранзисторы (PH1).

Сигнал, получаемый с фототранзисторов является аналоговым, поэтому его необходимо подготовить к дальнейшей оцифровке. Для этого используются модули «усилитель» и «ФНЧ».

«Усилитель» смещает сигнал по амплитуде на половину напряжения питания. Это необходимо, потому что аналого-цифровой преобразователь микроконтроллера (АЦП) не может оцифровывать отрицательные значения напряжения. Также данный блок устраняет постоянную составляющую сигнала. В основе блока лежит операционный усилитель (U1.1).

Блок «ФНЧ» необходим для того, чтобы убрать высокочастотные шумы, а также ограничить спектр сигнала, что необходимо для дальнейшей оцифровки [1]. Для реализации блока был выбран фильтр нижних частот Баттерворта 3-го порядка, который реализован на операционном усилителе (U1.2) [2].

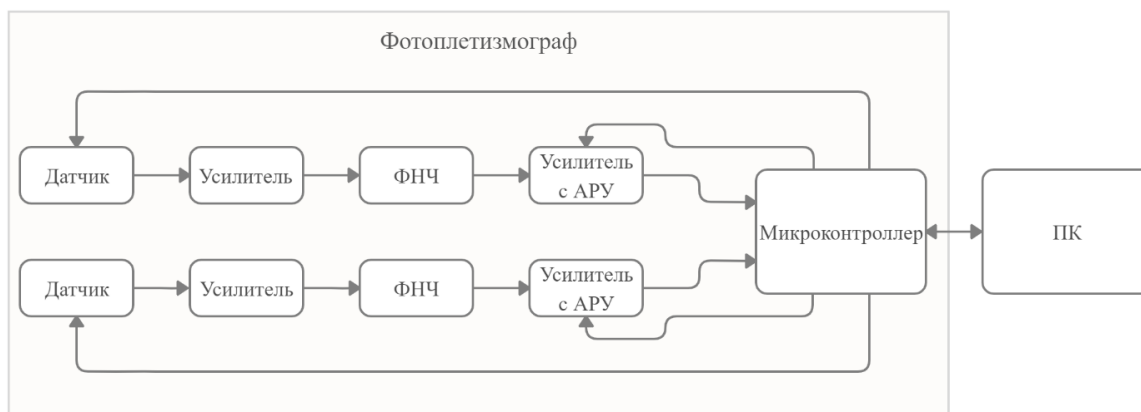


Рис. 2. Функциональная схема устройства

Блок «усилитель с АРУ» представляет собой неинвертирующий масштабный усилитель на базе операционного усилителя (U4.1), у которого предусмотрена функция регулировки коэффициента усиления. Данный блок не для вторичного усиления сигнала, а также учета различных внешних или физиологических факторов, которые могут ослаблять сигнал. Функция регулировки реализована с помощью цифрового потенциометра (U5), управление которым осуществляется с помощью микроконтроллера через SPI-интерфейс. Диаграмма импульсов управления приведена на рис. 3. CS отвечает за выбор микросхемы потенциометра. По линии SDI происходит передача данных от микроконтроллера к потенциометру. CLK является линией синхронизации при передачи данных [3].

Устройством управляет блок с микроконтроллером, STM32F103C8T6, который формирует управляющие сигналы для фотодатчиков и цифровых потенциометров, обрабатывает сигналы, приходящие на вход АЦП, а также отправляет и принимает данные по USB на персональный компьютер. Также по USB осуществляется питание всей схемы. STM32F103C8T6 – это 32-битный микроконтроллер с ядром RISC ARM Cortex-M3 работающее на частоте 72МГц. Обладает быстрой памятью, большим количеством выводов.

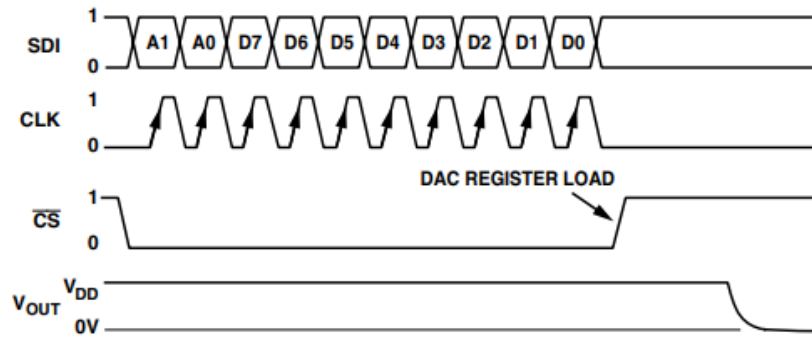


Рис. 3. Передача данных через SPI-интерфейс

Оснащен 12-битным АЦП, таймером, стандартным и расширенными интерфейсами связи.

Принципиальная схема устройства приведена на рис. 4.

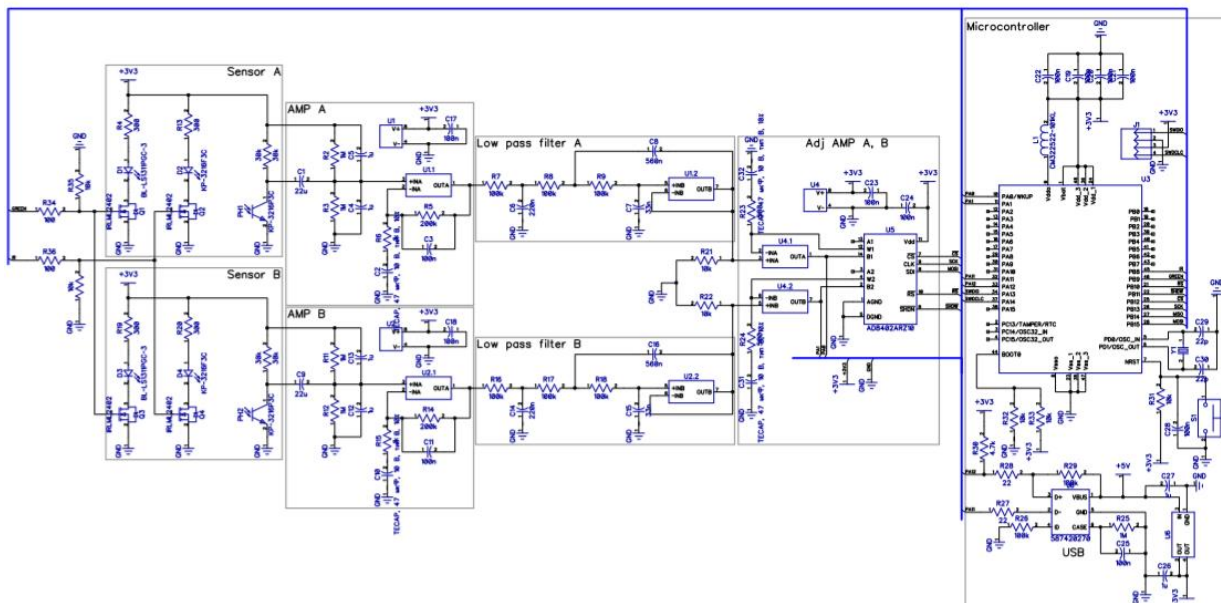


Рис. 4. Принципиальная схема устройства

Реальный вид готового устройства продемонстрирован на рис. 5.



Рис. 5. Готовое устройство

Для управления фотоплетизмографом и обработки получаемых с него данных разработано приложение на языке C#. Программа решает следующие задачи:

- 1) настройка фотодатчиков для получения сигнала;
- 2) настройка коэффициента усиления усилителей;
- 3) визуализация полученного сигнала ФПГ;
- 4) подсчет ЧСС.

После запуска приложения и подключения устройства к компьютеру, пользователь должен открыть СОМ-порт, нажав кнопку «ОТКРЫТЬ ПОРТ», а также настроить прибор перед началом работы. Необходимо выбрать количество активных каналов датчика и включить светодиоды. Данные настройки осуществляются при помощи меню, расположенного рядом с кнопкой «ОСТАНОВКА». Также необходимо указать коэффициент усиления. Далее пользователь должен нажать кнопку «ЗАПУСК», после чего прибор начнет измерение и на экране пользователь увидит обработанные данные, а именно:

- 1) сигнал ФПГ в реальном времени;
 - 2) спектр сигнала, полученный с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье.
 - 3) ЧСС, посчитанное различными способами:
 - 3.1) ЧСС полученное из преобразования Фурье ($F(t)$ FFT, уд/мин), как гармоника с максимальной амплитудой;
 - 3.2) мгновенное ЧСС, вычисленное за один период сердечного сокращения ($F(t)$, уд/мин);
 - 3.3) усредненное ЧСС вычисленное за 10 секунд ($F(t)_{cp}$, уд/мин).
 - 4) Форму одного усреднённого колебания по последним 5 выборкам.
- Интерфейс приложения представлен на рис. 6.

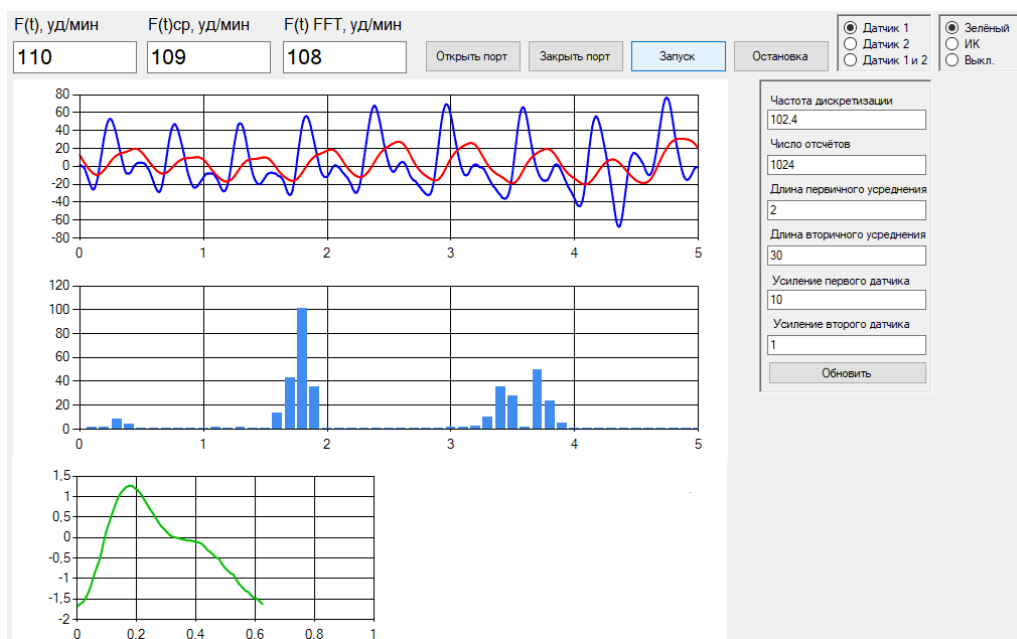


Рис. 6. Интерфейс приложения

На сегодняшний день не существует достаточно хорошей математической модели, которая бы связывала физиологию сосудов с формой ФПГ и однозначно описывала бы ту или иную патологию. Также анализ ФПГ носит скорее описательный характер, который не связывает количественные параметры с состоянием сердечно-сосудистой системы [4].

Разработанный двухканальный фотоплетизмограф позволит измерить скорость пульсовой волны. В приборе предусмотрена возможность снятия данных сразу с двух датчиков, которые располагаются на противоположных концах фотоплетизмографа. Проведя анализ записи можно определить временной интервал между точками обоих сигналов, которые находятся в одной и той же фазе. Вычислив отношение расстояния между датчиками и временного интервала можно определить скорость пульсовой волны, которая может коррелировать с различными параметрами сердечно-сосудистой системы, а также измерение скорости пульсовой волны открывает возможности измерения артериального давления без использования сдавливающей манжеты.

Список литературы

1. Айфичер Э., Джервис Б. Цифровая обработка сигналов. М.: Вильямс, 2004. 992 с.
2. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. М.: Мир, 1982. 512 с.
3. AD8400 / AD8402 / AD8403 1- / 2- / 4-Channel Digital Potentiometers Data Sheet (Rev. D). 2005. 32 p.
4. Галкин М., Змиевской Г., Ларюшин А., Новиков В. Кардиодиагностика на основе анализа фотоплетизмограмм с помощью двухканального плетизмографа // Фотоника. 2008. № 3 (9). С. 30–35.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛОМЕРНОЙ АППАРАТУРЫ СПУТНИКОВОЙ НАВИГАЦИИ

И. А. Горяева^а, М. С. Складенко^а, А. А. Широков^б

^аПермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

^бПАО Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
614990, Пермь, 25 октября, 106

Статья посвящена исследованию возможности применения угломерной трехантенной аппаратуры спутниковой навигации (АСН) для определения истинного значения угла курса наземного подвижного объекта на высоких широтах. Проведены работы по сбору показаний АСН с угломерным каналом в различных условиях радиовидимости, выполнена проверка стационарности случайного процесса и спектральный Фурье-анализ. В результате были подобраны несколько методов низкочастотной фильтрации и разработана программа для моделирования их работы. В качестве наиболее оптимального метода фильтрации был выбран фильтр Баттерворта.

Ключевые слова: инерциально-спутниковая навигационная система; угломерная аппаратура спутниковой навигации; спектральный анализ данных; фильтрация навигационных данных; фильтр Баттерворта; цифровая обработка сигналов

APPLICATION OF METHODS OF LOW-FREQUENCY FILTRATION TO IMPROVE THE ACCURACY CHARACTERISTICS OF ANGULAR SATELLITE NAVIGATION EQUIPMENT

I. A. Goryaeva^а, M. S. Sklyarenko, A. A. Shirokov^б

^аPerm State University, 15 Bukireva St., Perm 614990,

^бPAO Perm Scientific Production Instrument Company, 25 Oktyabrya St. 106,
614990, Perm

The article is devoted to the study of the possibility of using goniometric three-antenna satellite navigation equipment to determine the true value of the heading angle of a ground-based mobile object at high latitudes. We collected angle data of the three-antenna satellite navigation equipment in various radio visibility conditions, checked the random process for stationarity and performed spectral Fourier analysis. As a result, we selected several low-pass filters and developed a program to simulate their work. Butterworth filter proved to be the most effective.

Keywords: inertial satellite navigation system; goniometric equipment for satellite navigation; spectral data analysis; filtration of navigation data; Butterworth filter; digital signal processing

Система навигации подвижных наземных объектов предназначена для определения следующих навигационных данных: горизонтальных координат местоположения объекта, высоты, путевой скорости, углов ориентации

(крена, курса и тангажа). Предприятие ПАО «ПНППК» является многолетним разработчиком и производителем данных систем.

В настоящее время одним из перспективных направлений средств навигации для различных подвижных наземных объектов являются интегрированные инерциально-спутниковые навигационные системы. В данных системах выполняется комплексная обработка навигационных данных от двух самостоятельных измерительных систем – инерциальной (ИНС) и спутниковой (СНС), что позволяет повысить точность и надежность определения параметров объекта, объединить достоинства и компенсировать недостатки, присущие каждой из систем в отдельности.

Бесплатформенная инерциальная навигационная система (БИНС) обладает рядом достоинств: автономность работы, высокая скорость выдачи информации и высокая помехоустойчивость [1]. При комплексной обработке данных БИНС обеспечивает увеличение точности и устойчивости оценивания параметров движения за счет сглаживания некоторых флуктуаций в измерениях СНС. Также БИНС обеспечивает увеличение параметров надежности за счет поддержания точности определения навигационных параметров при кратковременном пропадании спутниковых сигналов, либо при малом количестве видимых спутников в точке приема. Однако отдельное использование БИНС имеет некоторые недостатки, например, накопление ошибки со временем, необходимость проведения начальной выставки и калибровки, а также зависимость величины погрешности определения углов ориентации от широты местоположения объекта [2, 3].

С увеличением широты местности более 70° происходит увеличение погрешности БИНС, что приводит к значительному ухудшению точностных характеристик всей навигационной системы. При эксплуатации объекта в высоких широтах необходимо использовать дополнительные измерительные системы для определения истинного значения угла курса, затем осуществлять выставку БИНС по заданному курсу. Выставка проводится в условиях стоянки наземного транспортного средства, при постоянных значениях угловых параметров. В качестве измерительной системы, точность которой не зависит от широты местности, может рассматриваться угломерная многоантенная аппаратура спутниковой навигации (АСН) [4, 5]. Применение данного вида АСН целесообразно для определения истинного значения угла курса. Однако значительное влияние на точность работы АСН оказывает эффект многолучевого приема спутниковых сигналов [1, 6].

С целью определения возможности использования данных угломерной АСН для выставки БИНС необходимо исследовать особенности функционирования АСН в условиях, аналогичных тем, где может выполняться выставка, оценить точностные характеристики аппаратуры.

Допустимая погрешность инерциально-спутниковой навигационной системы разработки ПАО «ПНППК» составляет 0.18° по уровню 3σ . Погрешность каждой из входящих в ее состав измерительных систем не должна пре-

вышать заданное значение. Следовательно, при анализе данных СНС необходимо учесть, что значение СКО не должно превышать 0.06° .

Целью работы является обеспечение требований точности спутниковой навигационной системы в неблагоприятных условиях видимости спутников путем применения методов фильтрации данных и сокращение времени готовности системы к работе. Время готовности – время, необходимое на получение истинного значения угла курса объекта с заданной точностью.

Использование методов осреднения значений временного ряда, например, метода наименьших квадратов (МНК), не исключает влияние выбросов на результирующее значение угла курса, а использование методов обнаружения и удаления выбросов не является достаточным, т.к. не позволяет добиться требуемой точности вычисления истинного значения и, следовательно, не может обеспечить сокращение времени готовности системы.

Был выполнен сбор навигационных данных в трех различных условиях видимости спутников:

- равнинная местность, где в зоне приема сигналов отсутствуют ЛЭП, высотные здания и сооружения;
- городские условия, где наблюдается частичное закрытие угла горизонта, присутствуют здания и сооружения, которые могут являться причиной возникновения эффекта многолучевого приема.
- лесная местность, где наблюдается значительное закрытие угла горизонта по всем направлениям.

Данные угла курса для каждого случая радиовидимости представлены на рис. 1–3. В качестве истинного значения были взяты данные высокоточного внешнего измерителя, размещенного на используемом объекте.

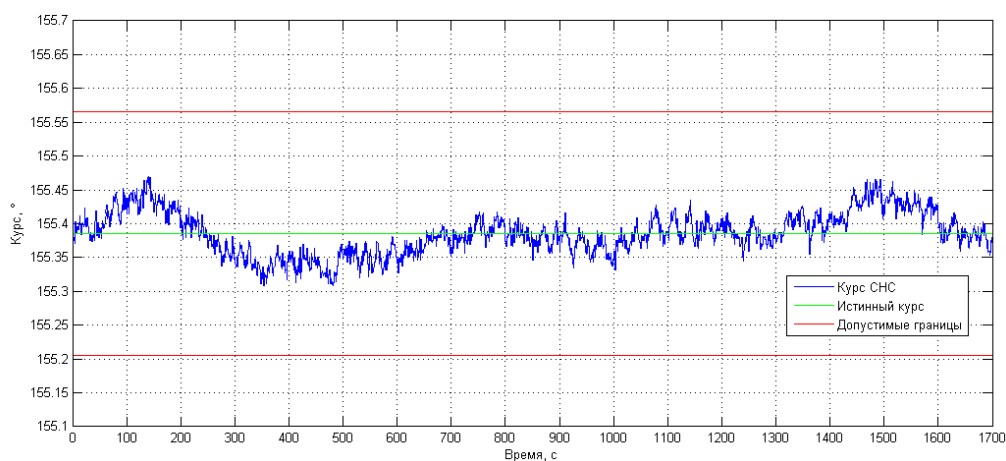


Рис. 1. Данные угла курса при полной радиовидимости

Из рис. 1–2 видно, что данные курса в условиях полной и частичной радиовидимости находятся в пределах допустимых значений по уровню точности навигационной системы даже при малом времени работы аппаратуры (менее 1 мин.). Для данных, полученных в условиях лесного массива (см. рис. 3), необходимо применение методов фильтрации с целью исключения

влияния различного рода выбросов на итоговое значение угла курса.

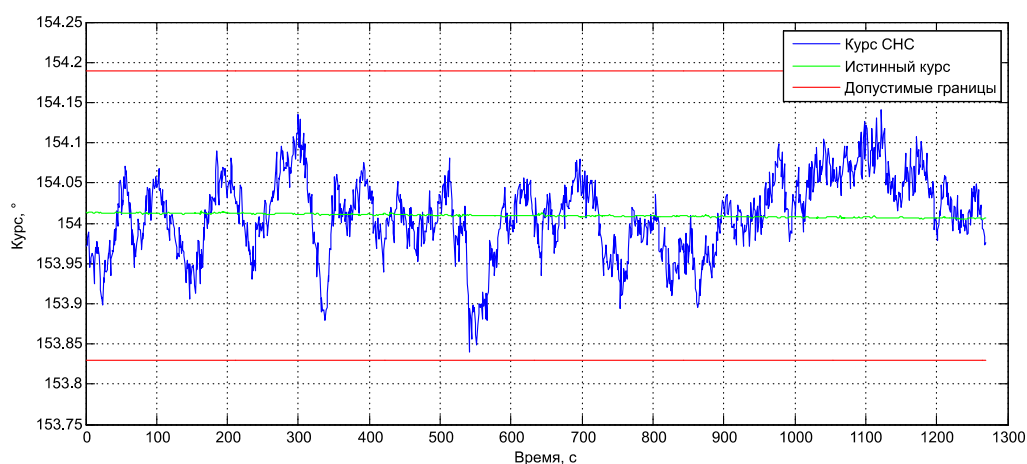


Рис. 2. Данные угла курса при частичном закрытии зоны видимости

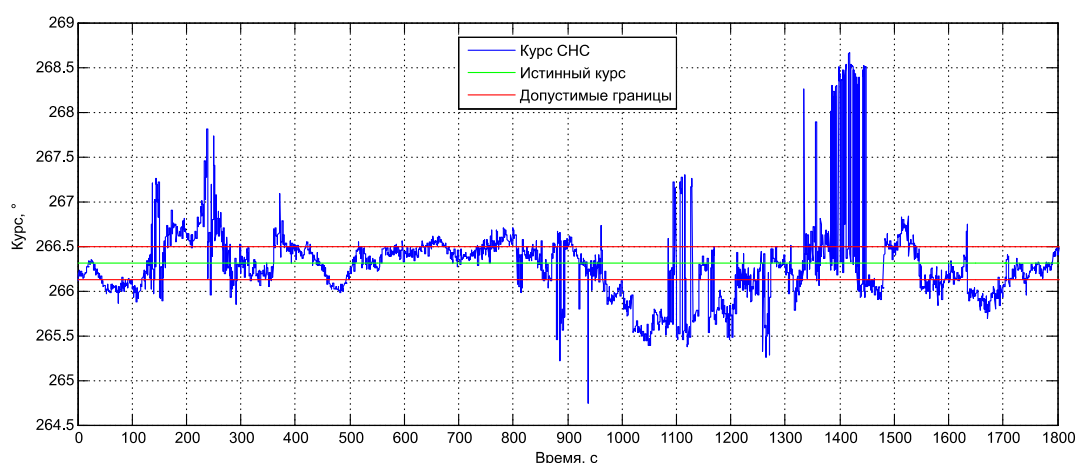


Рис. 3. Данные угла курса в условиях лесного массива

К сигналам был применен тест Дики-Фуллера [7] и подтверждена стационарность процессов. Для определения частотного спектра стационарного сигнала можно использовать Фурье-анализ, результаты которого представлены на рис. 4.

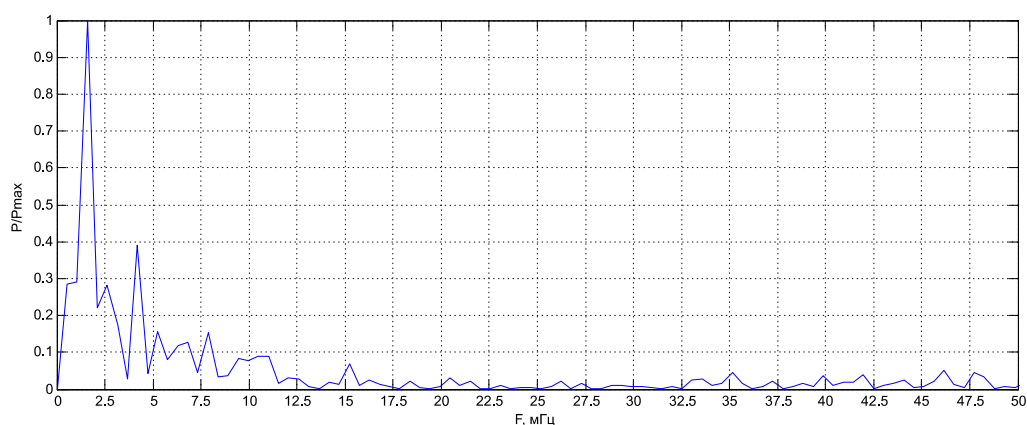


Рис. 4. Результаты спектрального Фурье-анализа данных угла курса, полученных в условиях лесного массива

Из спектра сигнала на рис. 4 видно, что в качестве методов фильтрации необходимо применять фильтры нижних частот, например, фильтр Чебышева 1 порядка и фильтр Баттерворта с частотой среза 2.5 мГц (определена по результатам спектрального анализа). Для сравнения был также реализован медианный фильтр. Для моделирования работы различных фильтров использовался пакет прикладных программ MATLAB. Результаты применения указанных фильтров представлены на рис. 5.

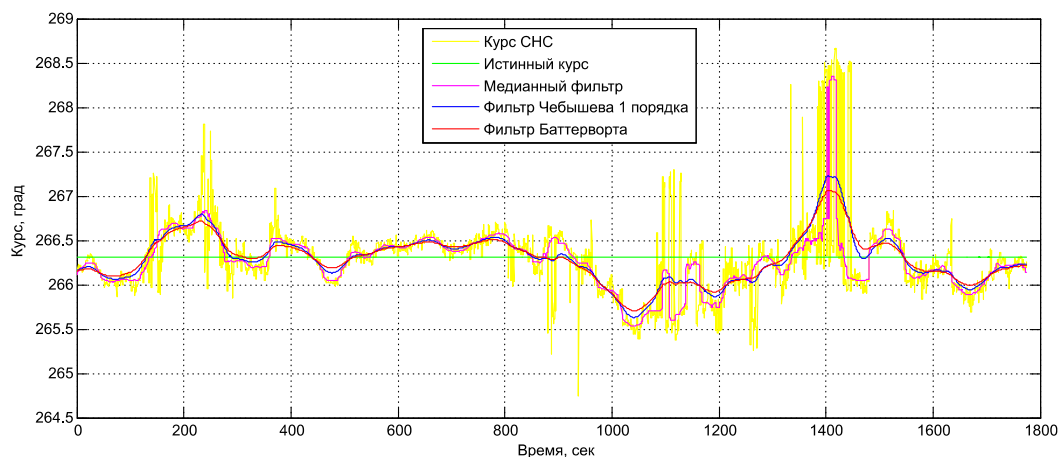


Рис. 5. Результаты применения фильтров для данных угла курса, полученных в условиях лесного массива

Из рис. 5 видно, что наиболее эффективным является фильтр Баттерворта, поскольку значение СКО для данного фильтра является минимальным. Для времени набора 30 мин. СКО в случае применения фильтра Чебышева составляет 0.2921° , для медианного фильтра 0.3132° , для фильтра Баттерворта 0.2783° , что превышает допустимое значение СКО 0.06° .

Для достижения заданной точности последовательно уменьшалась частота среза с шагом 0.5 мГц. При приближении значения СКО к 0.6° шаг изменения частоты среза сокращался до 0.1 мГц, а затем и до 0.01 мГц. Достижение значения СКО 0.059° возможно при $f_{ср} = 0.27$ мГц (см. рис. 6).

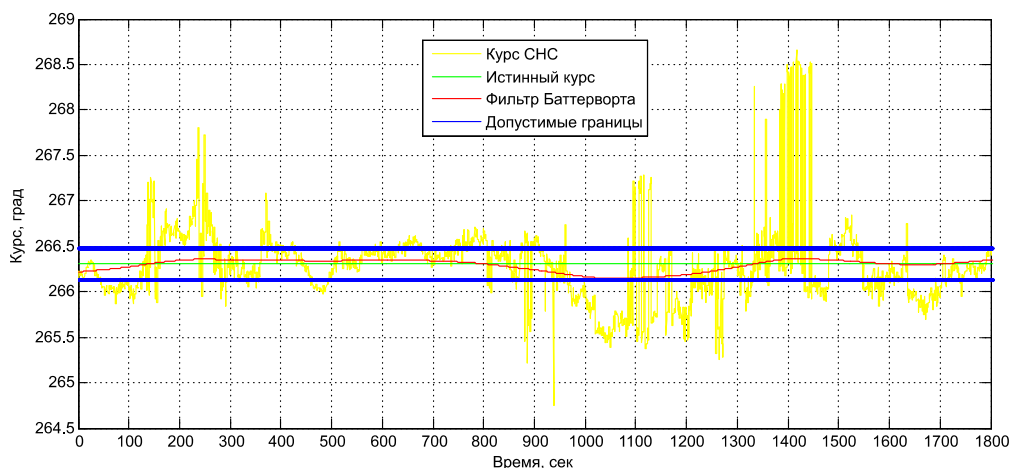


Рис. 6. Результаты применения фильтра Баттерворта 1 порядка с частотой среза 0.27 мГц

Применение Фильтра Баттерворта 1 порядка с частотой среза 0.27МГц позволяет достичь требуемой точности работы аппаратуры СНС и сократить время сбора навигационной информации до нескольких минут.

Для расширения области применимости предложенных методик необходимо провести дополнительные исследования по влиянию движения и колебания объекта на точности показаний навигационной системы. В частности, планируются эксперименты по моделированию работы спутниковой системы на морских объектах техники с использованием специального стенда, позволяющего имитировать бортовую качку морского судна с различной частотой и амплитудой.

Список литературы

1. *Матвеев В. В.* Основы построения бесплатформенных инерциальных навигационных систем: учебное пособие. СПб.: ГНЦ РФ ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», 2009. 278 с.
2. *Горяева И. А., Порсев А. А., Колеватов А. П., Кудревич А. П., Ульяновская Т. А., Широков А. А.* Исследование возможности комплексирования МНСТО наземного объекта с угломерной аппаратурой спутниковой навигации // Сборник докладов 4-й Всероссийской научно-технической конференции по перспективам развития систем ориентирования, навигации и управления движением наземных подвижных объектов «Навигация-2019». Суздаль, 2019. С. 108–118.
3. *Кузовков Н. Т., Салычев О. С.* Инерциальная навигация и инерциальная фильтрация. Москва: Машиностроение, 1982. 216 с.
4. *Богданов М. Б., Прохорцов А. В., Савельев В. В.* Об эффективности различных типов коррекции показаний БИНС по сигналам СНС // Сборник материалов XIII Санкт-Петербургской международной конференции по интегрированным навигационным системам. Санкт-Петербург, 2006. С. 142–144.
5. *Пешехонов В. Г.* Проблемы и перспективы современной гироскопии // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2000. Т. 43. № 1–2. С. 48–55.
6. *Ню С., У Ц., Чжан Ц.* Исследование модели погрешностей интегрированной инерциально-спутниковой навигационной системы на основе анализа ее соответствия реальным данным. // Гироскопия и навигация. 2018. Т. 26. №3 (102). С. 3–22.
7. *Магнус Я. Р., Катышев П. К., Пересецкий А. А.* Эконометрика. Начальный курс. М.: Дело, 2007. 504 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЕРВЕРА NATS ДЛЯ ОБМЕНА СООБЩЕНИЯМИ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ

М. В. Жужгов, А. И. Огурецкая, И. П. Селетков
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье кратко рассмотрена архитектура сети для организации обмена сообщениями между компонентами информационных систем с помощью сервера NATS и организации очередей сообщений с помощью NATS Streaming, приводятся результаты нескольких сравнительных тестов и обзоров по производительности и функционалу с другими аналогичными системами.

Ключевые слова: NATS сервер; NATS Streaming; Raspberry PI

USE OF NATS SERVER IN MESSAGE EXCHANGE BETWEEN INFORMATION SYSTEM COMPONENTS

M. V. Zhuzhgov, A. I. Oguretskaya, I. P. Seletkov
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The article briefly describes the architecture of message exchange network between information system components with using NATS server and message queuing using NATS Streaming. The article contains results of several benchmarks and functional comparison overview with other analog messaging and queuing systems.

Keywords: NATS server; NATS Streaming; Raspberry PI

Сервис обмена сообщениями NATS позволяет обмениваться данными между компьютерными приложениями и службами с помощью передачи сообщений. NATS обеспечивает уровень абстракции между приложением или службой и базовой физической реализацией сети. Данные кодируются и оформляются в виде сообщения и отправляются издателем (publisher). Сообщение принимается, декодируется и обрабатывается одним или несколькими подписчиками (subscriber).

NATS упрощает взаимодействие программ в различных средах, языках, облачных провайдерах и локальных системах. Клиенты подключаются к системе NATS, как правило через один URL-адрес, а затем подписываются или публикуют сообщения другим подписчикам, рис. 1. Благодаря этой простой конструкции NATS позволяет программам совместно использовать общий код обработки сообщений, изолировать ресурсы и взаимозависимости и масштабироваться, легко обрабатывая большие объемы сообщений, будь то запросы на обслуживание или потоковые данные.

Наименования адресатов или каналов сообщений могут содержать буквенно-цифровые символы и точки, они чувствительны к регистру и не могут

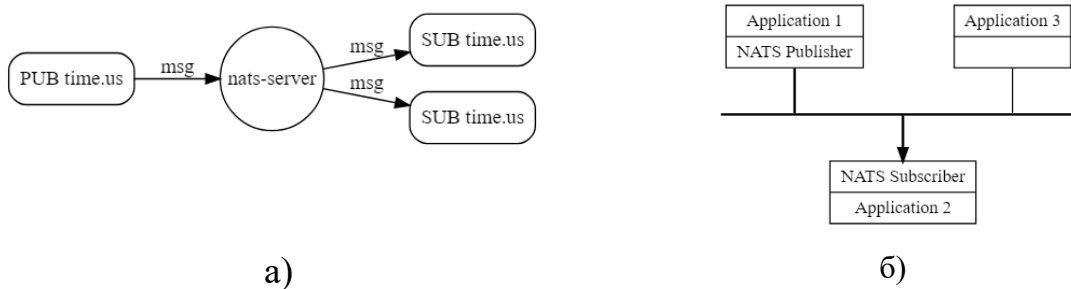


Рис. 1. а) поток сообщений в сети сервера NATS;
 б) архитектура сети в виде общей шины

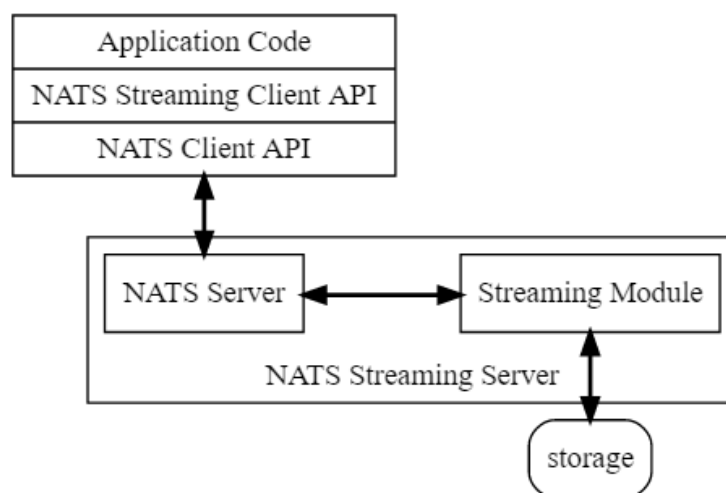


Рис.2. Структура модулей системы NATS Streaming

содержать пробелы. Для обеспечения безопасности между клиентами следует использовать символы ASCII. При подписке можно использовать маску «*», позволяющую вместо части названия канала подразумевать любое значение.

NATS Streaming

У сервера NATS существует два функционально-совместимых модуля: ядро NATS (называется просто NATS или NATS Server) и NATS Streaming, рис. 2.

NATS Streaming – это служба потоковой передачи сообщений, которая может использоваться для добавления потоковых событий, гарантирования доставки сообщений и воспроизведения данных за прошлые периоды в NATS. В дополнение к ядру NATS потоковый модуль позволяет логировать сообщения в файловой системе сервера, что позволяет реализовать функционал гарантированной доставки и просмотра истории сообщений.

Оба компонента – NATS и NATS Streaming – написаны на языке программирования Go и распространяются в качестве программного обеспечения с открытым исходным кодом, работающим по лицензии Apache 2.0.

NATS Streaming используется в случаях, когда:

- 1) требуется историческая запись и воспроизведение потока;
- 2) последнее сообщение, созданное в потоке, требуется для инициализации, а создатель сообщения может быть вне сети в данный момент;
- 3) априорные знания получателей недоступны, но потребители должны получать сообщения;
- 4) производители и потребители данных сильно отделены друг от друга, например, по времени, но потребители должны получать сообщения;
- 5) срок актуальности данных в отправляемых сообщениях превышает срок работы отправителя;
- 6) скорость публикации и скорость обработки получателями отличаются.

Сравнение с аналогичными системами

NATS не единственный сервис обмена сообщениями. Выбор того или иного сервиса в различных системах зависит от многих параметров.

В работе [1] приводится сравнительный анализ времени задержки сообщений в очередях, реализованных с помощью сервисов NATS (0.7.3) и Redis (2.8.4). Оба сервиса имеют схожие характеристики производительности, оба не сохраняют данные в файловую систему сервера. Отправка сообщений производилась со следующими параметрами:

- 256B запросы со скоростью 3000 запросов в секунду (768KB/s);
- 1KB запросы со скоростью 3000 запросов в секунду (3MB/s);
- 5KB запросы со скоростью 2000 запросов в секунду (10MB/s);
- 1KB запросы со скоростью 20000 запросов в секунду (20.48MB/s);
- 1MB запросы со скоростью 100 запросов в секунду (100MB/s).

Каждая конфигурация работала на протяжении 30 секунд.

В системе Redis максимальное время ожидания составляет порядка 1.5 мс, а в NATS - 1.2 мс (рис. 3).

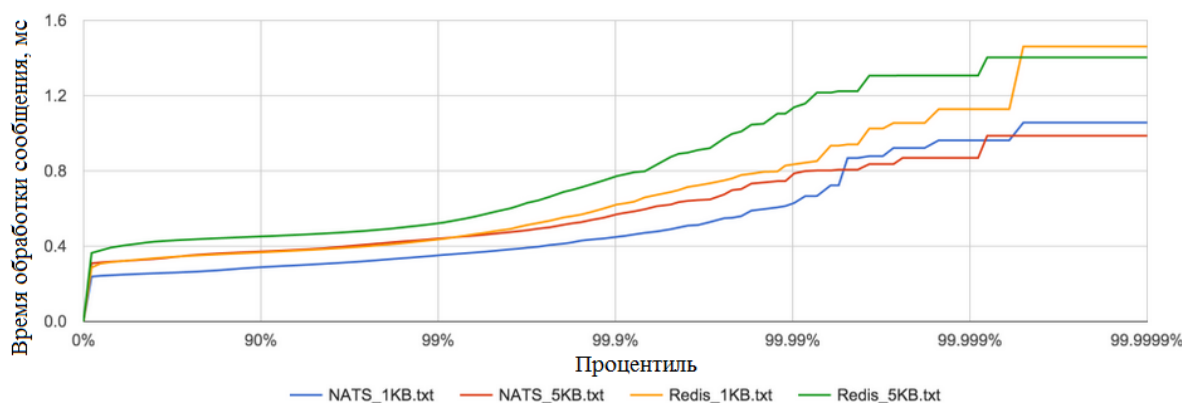


Рис. 3. Сравнение времени пересылки сообщений системами NATS и Redis

Вывод, который можно сделать из данной работы, заключается в том, что NATS (без потокового модуля) и Redis лучше подходят для небольших сообщений (значительно ниже 1MB).

В работе [2] произведён сравнительный обзор сервисов Apache Kafka и NATS Streaming. Оба сервиса предназначены для потоковой пересылки данных, оба логируют сообщения в файловую систему сервера, рис. 4.

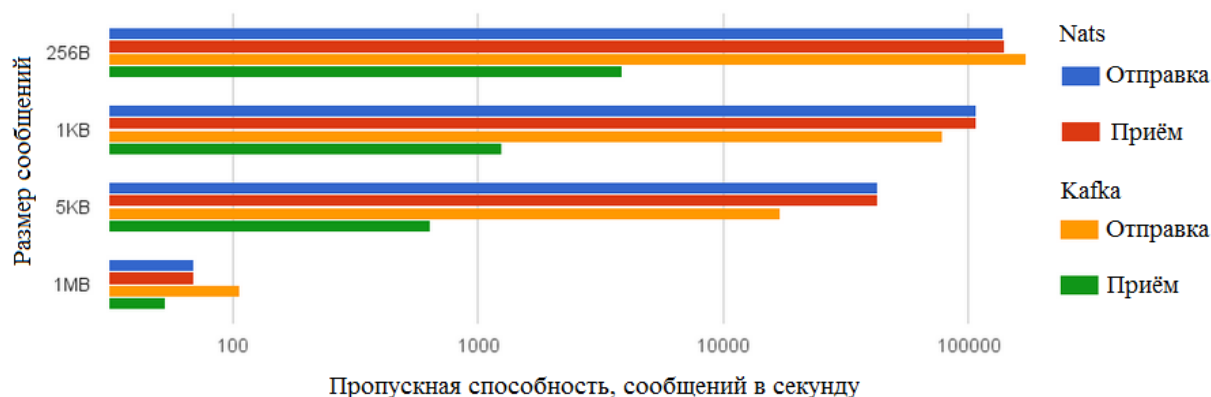


Рис. 4. Пропускная способность сервисов NATS Streaming и Apache Kafka

Из рис. 4 видно, что NATS Streaming почти во всех случаях имеет более высокую пропускную способность.

Установка NATS сервера

Готовые сборки исполняемых файлов позволяют устанавливать сервер на операционные системы Windows и Linux 32- и 64- разрядных архитектур. Дополнительно можно собрать свой вариант сервера из файлов с исходными кодами под конкретную целевую среду при наличии установленного обработчика команд языка Go.

Установка на ОС Linux

Первый способ – установка готового исполняемого файла.

Последние версии сборок можно найти по ссылке [3]. Для установки надо скачать архив, соответствующий вашей системной архитектуре и распаковать его [4]. Команды ниже подразумевают версию сервера NATS 2.0.0 и Linux AMD64:

Терминал linux
<pre>> curl -L https://github.com/nats-io/nats-server/releases/download/v2.0.0/nats-server-v2.0.0-linux-amd64.zip -o nats-server.zip > unzip nats-server.zip -d nats-server Archive: nats-server.zip creating: nats-server-v2.0.0-darwin-amd64/ inflating: nats-server-v2.0.0-darwin-amd64/README.md inflating: nats-server-v2.0.0-darwin-amd64/LICENSE</pre>

```
inflating: nats-server-v2.0.0darwin-amd64/nats-  
server  
> cp nats-server-v2.0.0darwin-amd64/nats-server  
/usr/local/bin
```

Установка из исходных кодов. Если у вас установлен язык программирования Go, установка бинарного файла сводится к следующему:

Терминал linux

```
> GO111MODULE=on go get github.com/nats-io/nats-  
server/v2
```

Для того чтобы проверить установку нужно ввести следующие команды:

Терминал linux

```
> nats-server  
[41634] 2019/05/13 09:42:11.745919 [INF] Starting  
nats-server version 2.0.0  
[41634] 2019/05/13 09:42:11.746240 [INF] Listening  
for client connections on 0.0.0.0:4222  
...  
[41634] 2019/05/13 09:42:11.746249 [INF] Server id is  
NBNYNR4ZNT4N2UQKSAKBAFL  
DV3PZO4OYONSUIQASTQT7BT42  
F6WX7
```

Установка в виде docker контейнера

С помощью Docker можно легко установить сервер без размещения исполняемых и каких-либо других файлов в файловой системе. Единственным предварительным условием является установка Docker [4].

Терминал linux

```
> docker pull nats:latest  
latest: Pulling from library/nats  
Digest:  
sha256:0c98cdfc4332c0de539a064bfab5  
02a24aae18ef7475ddcc70813315023273  
54  
Status: Image is up to date for nats:latest  
docker.io/library/nats:latest
```

После вышеперечисленных действий запуск сервера осуществляется следующей командой [5]:

Терминал linux

```
> docker run -p 4222:4222 -ti nats:latest  
[1] 2019/05/24 15:42:58.228063 [INF] Starting nats-  
server version #.#.#
```

```
[1] 2019/05/24 15:42:58.228115 [INF] Git commit
#####
[1] 2019/05/24 15:42:58.228201 [INF] Starting http
monitor on 0.0.0.0:8222
[1] 2019/05/24 15:42:58.228740 [INF] Listening for
client connections on 0.0.0.0:4222
[1] 2019/05/24 15:42:58.228765 [INF] Server is ready
[1] 2019/05/24 15:42:58.229003 [INF] Listening for
route connections on 0.0.0.0:6222
```

Установка на Raspberry PI

В связи с тем, что на Raspberry PI по умолчанию устанавливаются Linux-подобная операционная система, алгоритм будет таким же, как описан выше. Стоит отметить, что ресурсов для запуска сервера NATS на платах версий 2B, 3B и более новых достаточно.

Заключение

NATS сервер – в последнее время набирает популярность. Основными его достоинствами являются малое потребление системных ресурсов и высокая производительность, что позволяет использовать его как в высоконагруженных распределённых системах, так и встраивать в системы интернета вещей.

Список литературы

1. Benchmarking Message Queue Latency [Электронный ресурс]. URL: <https://bravenewgeek.com/benchmarking-message-queue-latency/> (дата обращения: 28.06.2020).
2. Benchmarking Commit Logs [Электронный ресурс]. URL: <https://bravenewgeek.com/benchmarking-commit-logs/> (дата обращения: 28.06.2020).
3. Nats-io/nats-server [Электронный ресурс]. URL: <https://github.com/nats-io/nats-server> (дата обращения: 28.06.2020).
4. NATS Server Installation [Электронный ресурс]. URL: <https://docs.nats.io/nats-server/installation> (дата обращения: 28.06.2020).
5. Running [Электронный ресурс]. URL: <https://docs.nats.io/nats-server/running> (дата обращения: 28.06.2020).

ПОДКЛЮЧЕНИЕ К СЕРВЕРУ NATS ДЛЯ ОБМЕНА СООБЩЕНИЯМИ МЕЖДУ КОМПОНЕНТАМИ В РАЗЛИЧ- НЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

М. В. Жужгов, А. И. Огурецкая, И. П. Селетков
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье приводятся примеры подключения к серверу NATS из некоторых программных и аппаратных систем.

Ключевые слова: NATS сервер; Raspberry PI; Android, Vue.js

CONNECTING TO THE NATS SERVER FOR EXCHANGING MESSAGES BETWEEN COMPONENTS IN DIFFERENT INFOR- MATION SYSTEMS

M. V. Zhuzhgov, A. I. Oguretskaya, I. P. Seletkov
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The article briefly describes examples of connection to NATS server from different software and hardware systems.

Keywords: NATS server; Raspberry PI; Android, Vue.js

Сервис обмена сообщениями NATS позволяет обмениваться данными между компьютерными приложениями и службами с помощью передачи сообщений. NATS обеспечивает уровень абстракции между приложением или службой и базовой физической реализацией сети. Данные кодируются и оформляются в виде сообщения и отправляются издателем (publisher). Сообщение принимается, декодируется и обрабатывается одним или несколькими подписчиками (subscriber).

Nats-сервер поставляется в комплекте с готовыми клиентскими модулями, разработанными на языке Go. Но существует также большое количество библиотек, позволяющих интегрировать функционал работы с сервером NATS в информационные системы, разрабатываемые на многих языках программирования. Большинство поставляемых клиентских библиотек оснащено инструментами, которые позволяют публиковать, подписываться, отправлять запросы и отвечать на сообщения [1].

Клиенты на GO

При наличии установленного языка программирования Go, достаточно ввести следующие команды в окне терминала для скачивания и установления систем Pub/Sub [2]:

Терминал linux

<pre>> go get github.com/nats-io/go-nats-examples/tools/nats-pub > go get github.com/nats-io/go-nats-examples/tools/nats-sub</pre>
--

Чтобы протестировать установку, можно создать сессию сервера NATS:

Терминал linux №1

<pre>> nats-server [29670] 2019/05/16 08:45:59.836809 [INF] Starting nats-server version 2.0.0 [29670] 2019/05/16 08:45:59.836889 [INF] Git commit [not set] [29670] 2019/05/16 08:45:59.837161 [INF] Listening for client connections on 0.0.0.0:4222 [29670] 2019/05/16 08:45:59.837168 [INF] Server id is NAYH35Q7ROQHLQ3K565JR4OPTJ GO5EK4FJX6KX5IHNEPLQBRYSYV WI2NO [29670] 2019/05/16 08:45:59.837170 [INF] Server is ready</pre>
--

В другом окне терминала создать сессию для получения сообщений:

Терминал linux №2

<pre>> nats-sub ">" Listening on [>]</pre>

Установка флага «-V» при запуске сервера позволяет активировать систему логирования для трассировки сообщений протокола сервера. Для остановки данного процесса необходимости ввести в окно терминала Ctrl+C:

Терминал linux №1

<pre>> nats-server -V [29785] 2019/05/16 08:46:12.731278 [INF] Starting nats-server version 2.0.0 [29785] 2019/05/16 08:46:12.731347 [INF] Git commit [not set] [29785] 2019/05/16 08:46:12.731488 [INF] Listening for client connections on 0.0.0.0:4222 [29785] 2019/05/16 08:46:12.731493 [INF] Server id is NCEOJJ5SBJKUTMZEDNU3NBPJ SLJPCMQUJUIQIWKFHWE 5DPETJKHX2CO2Y [29785] 2019/05/16 08:46:12.731495 [INF] Server is ready</pre>

```
[29785] 2019/05/16 08:46:13.467099 [TRC]
127.0.0.1:49805 - cid:1
- <<- [CONNECT {"verbose":false, "pedantic":false,
"tls_required":false, "name": "NATS Sample Sub-
scriber", "lang":"go", "version": "1.7.0", "proto-
col":1, "echo":true}]
[29785] 2019/05/16 08:46:13.467200 [TRC]
127.0.0.1:49805 - cid:1 - <<- [PING]
[29785] 2019/05/16 08:46:13.467206 [TRC]
127.0.0.1:49805 - cid:1 - ->> [PONG]
```

При запуске получателя в его терминале выводятся сообщения об отключении и переподключении. В терминале сервера выводятся сообщения о подключении клиента, получении запроса проверки активности соединения PING, на который сервер ответил сообщением PONG.

На третьем терминале можно опубликовать первое сообщение:

Терминал linux №3

```
> nats-pub hello world
Published [hello] : 'world'
```

Тогда в терминале получателя выведется сообщение:

Терминал linux № 2

```
[#1] Received on [hello]: 'world'
```

Клиенты из Raspberry PI

В большинстве случаев на Raspberry PI устанавливаются Linux-подобные системы, например, Raspbian. Алгоритм установки и запуска клиентов NATS с использованием интерпретатора языка Go совпадает с тем, как это описано выше.

Клиенты на Python

Чтобы разработать клиент для сервера NATS на языке Python, необходимо импортировать в проект библиотеку [3], создать объект класса NATSClientLibrary и вызвать у него методы publish и connect для отправки сообщений и подписки соответственно:

Использование клиентской библиотеки NATS в программе на языке Python

```
from nats.aio.client import Client as NATSClientLi-
brary
client = NATSClientLibrary()
# Publishing message to NATS Server by subscription
await self.__nc.publish("DEMO", bytes(message))
# Subscribing
await self.__nc.connect("192.168.1.104", loop=asyn-
cio.get_running_loop())
```

Клиенты на Java или Kotlin

Чтобы использовать клиентскую библиотеку в программе на языке Java, необходимо добавить следующие зависимости в файл `build.gradle` для системы сборки Gradle [4]:

Добавление зависимостей NATS в приложение Spring
--

<pre>dependencies { implementation 'io.nats:jnats:2.6.8' }</pre>
--

Тогда создание подключения, отправка сообщения и подписка на получение сообщений будут выглядеть следующим образом:

Код программы в приложении на Java

<pre>//Создание подключения Connection nc = Nats.connect("nats://myhost:4222"); //Отправка сообщения nc.publish("subject", "hello world".getBytes(StandardCharsets.UTF_8)); //Создание диспетчера для обработки сообщений в фоновом потоке Dispatcher d = nc.createDispatcher((msg) -> { String response = new String(msg.getData(), StandardCharsets.UTF_8); ... }); //Подписка на сообщения d.subscribe("subject");</pre>
--

Подключение из приложения для ОС Android

Несмотря на то, что официальный способ разработки приложений для операционной системы Android подразумевает использование языков Java или Kotlin, описанный выше пример подключения здесь работать не будет. Это связано с особенностями выполнения операций в фоновом режиме в операционной системе Android.

Для того чтобы использовать функционал NATS в мобильном приложении для ОС Android, необходимо добавить соответствующую библиотеку [5]:

Библиотека для подключения NATS

<pre>implementation 'com.spoton:nats-android:2.4.6'</pre>

Следует отметить, что библиотека работает с версии Android 5 (API 21) и выше. После этого операции подключения, публикации и подписки можно выполнить также, как и для обычной программы на Java.

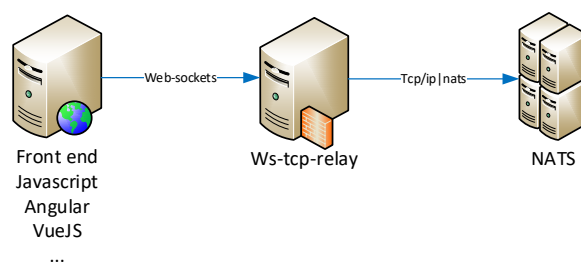


Рис.1. Подключение frontend части информационных систем к серверу NATS через TCP-WebSocket сервер

Подключение из JavaScript-фреймворка на примере Vue.js

Для подключения из JavaScript-фреймворка к NATS серверу используется протокол WebSocket. – протокол связи поверх TCP-соединения, предназначенный для обмена сообщениями между браузером и веб-сервером в режиме реального времени [6]. Основная особенность технологии WebSocket в том, что она позволяет работать с двунаправленным потоком данных.

Необходимо учитывать, что WebSocket работает с потоками сообщений, созданных поверх протокола TCP. NATS тоже работает с потоками сообщений на основе TCP, но форматы сообщений и порядок обмена ими отличаются. В связи с этим для организации подключения необходимо настроить прокси-сервер, который будет преобразовывать передаваемые данные из формата WebSocket в формат NATS и наоборот.

Существуют уже готовые прокси сервера, которые обеспечивают такое преобразование, например, «ws-tcp-relay» [7], рис. 1. Запуск бинарного файла через консоль осуществляется следующим образом:

Терминал Windows
<pre>ws-tcp-relay <NATS IP>:<Порт> -b //Use binary frames instead of text frames -p uint //The port to listen on (default 4223) -tlscert string //TLS cert file path -tlskey string //TLS key file path</pre>

Для фреймворка Vue.js существует библиотека «vue-nats», которая в браузере создает канал обмена сообщениями с NATS на основе протокола WebSocket. Подключение библиотеки к проекту через CLI:

Терминал среды разработки
<pre>npm install --save vue-nats</pre>

Указание параметров для подключения:

src/main.js
<pre>import vueNats from 'vue-nats' Vue.use(vueNats, { url: 'ws://<Прокси IP>:<Порт>',</pre>

```
json: true, // use JSON data payload
reconnect: true, // always reconnect
maxReconnectAttempts: -1, // retry forever
reconnectTimeWait: 1000 //try to reconnect every second
}))
```

Соединение с NATS сервером происходит на этапе создания веб-страницы. Соединение поддерживается, пока существует веб-страница, и обрывается, когда происходит уничтожение веб-страницы.

src/Page.vue

```
//Публикация сообщения:
this.$nats.publish(<subject>, <message>)
// Подписка на получение сообщений:
this.$nats.subscribe(<subject>, (message) => {
  //обработка полученного сообщения
});
```

Заключение

NATS сервер – в последнее время набирает популярность. Основными его достоинствами являются малое потребление системных ресурсов и высокая производительность, что позволяет использовать его как в высоконагруженных распределённых системах, так и встраивать в системы интернета вещей.

Наличие большого количества готовых клиентских библиотек для различных языков программирования позволяет сократить трудоёмкость внедрения данной технологии в разрабатываемые информационные системы.

Список литературы

1. NATS Clients [Электронный ресурс]. URL: https://nats-io.github.io/docs/nats_server/clients.html (дата обращения: 28.06.2020).
2. NATS - Go Client [Электронный ресурс]. URL: <https://github.com/nats-io/nats.go> (дата обращения: 28.06.2020).
3. NATS - Python3 Client for Asyncio [Электронный ресурс]. URL: <https://github.com/nats-io/nats.py> (дата обращения: 28.06.2020).
4. Java NATS Client [Электронный ресурс] URL: <https://github.com/nats-io/nats.java> (дата обращения: 28.06.2020).
5. NATS Android [Электронный ресурс] URL: <https://mvnrepository.com/artifact/com.spoton/nats-android> (дата обращения: 28.06.2020).
6. WebSocket [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/w/index.php?title=WebSocket&oldid=101691360> (дата обращения: 28.06.2020).
7. Isobit/ws-tcp-relay [Электронный ресурс]. URL: <https://github.com/isobit/ws-tcp-relay> (дата обращения: 28.06.2020).

МОБИЛЬНЫЙ КЛИЕНТ ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ СТРОИТЕЛЬНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

А. В. Каплан, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной статье рассмотрена проблема отсутствия возможности быстрого получения информации о назначенном поручении в рамках строительного объекта. Для решения этой задачи разработано мобильное приложение с простым интерфейсом, позволяющее оперативно получать информацию о поручении: место работы, описание работ, срок сдачи и текущий статус.

Ключевые слова: строительные объекты; управление строительством; мобильное приложение; Android; Kotlin

MOBILE CLIENT FOR INFORMATION SYSTEM FOR MANAGEMENT OF BUILDING OBJECTS

A. V. Kaplan, I. P. Seletkov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The article deals with the problem of the lack of the ability to quickly receive information about the assignment within the building project. To solve this problem, a mobile application with a simple interface has been developed that allows you to quickly receive information about the order: place of work, job description, deadline and current status.

Keywords: building project; construction management; mobile application; Android; Kotlin

Все что связано со строительством всегда требует качественной организации труда и распределения обязанностей. В строительстве дома, например, участвует не просто несколько рабочих, а несколько организаций. Как правило, это застройщик и его подрядные организации, выполняющие те или иные задачи. В каждой из организаций есть свои должностные лица, перед которыми ставятся задачи и которые необходимо распределить внутри организации (рис. 1).

Раньше все поручения и задачи распределялись, как правило, на очных сборах («планерки», «оперативки»), где присутствовали руководители. Дальше информация переходила от руководителей следующим должностным лицам и затем исполнителям. При этом часть информации может теряться.

Для решения этой проблемы существуют специальные сервисы для распределения поручений, где каждый участник стройки в режиме реального времени может посмотреть информацию о доступных для него поручениях

(описание, срок сдачи, статус, исполнитель и т.д.). В этом случае схема выглядит, как показано на рис. 2.

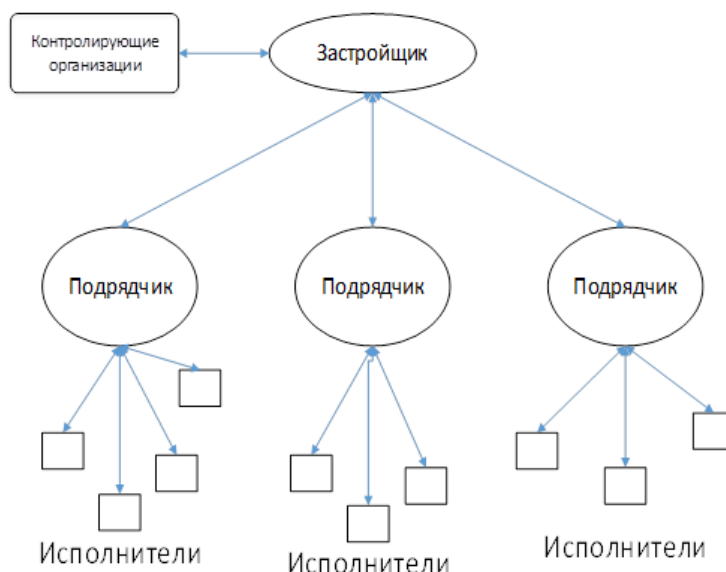


Рис.1. Схема распределения задач и поручений

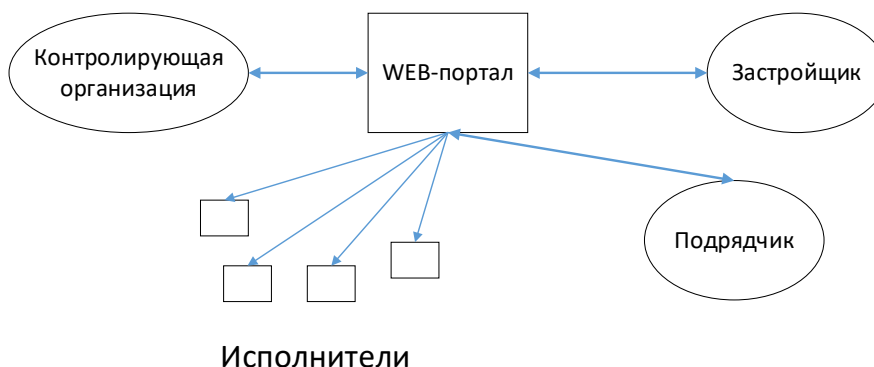


Рис.2. Схема распределения задач и поручений через сервис

Для примера взята компания ООО «ЦСК» [1], занимающаяся контролем хода выполнения строительных проектов. В ней используется информационная система для автоматизации процессов строительного контроля, реализованная в виде Веб-портала. Данный сервис разработан по заказу организации и позволяет получить доступ к редактированию, созданию, удалению и чтению поручений через персональный компьютер (далее ПК) с доступом в интернет.

Но не всегда есть возможность доступа к ПК, поэтому необходимо дополнить Веб-портал специальным мобильным приложением с наличием базовой функции получения сведений о поручении.

Были проведены предварительные расчеты, где на основании данных о средней зарплате сотрудников было получено, что с внедрением мобильного

приложения компания будет экономить более 20000 рублей в месяц, а учитывая срок сдачи проекта в 10 – 12 месяцев – экономия составит более 200000 рублей ежегодно для каждого проекта.

Мобильный клиент для информационной системы управления строительными объектами разработан на языке программирования Kotlin [2] в среде «Android Studio» [3]. Диаграмма вариантов использования приведена на схеме UML Use Case (рис. 3).

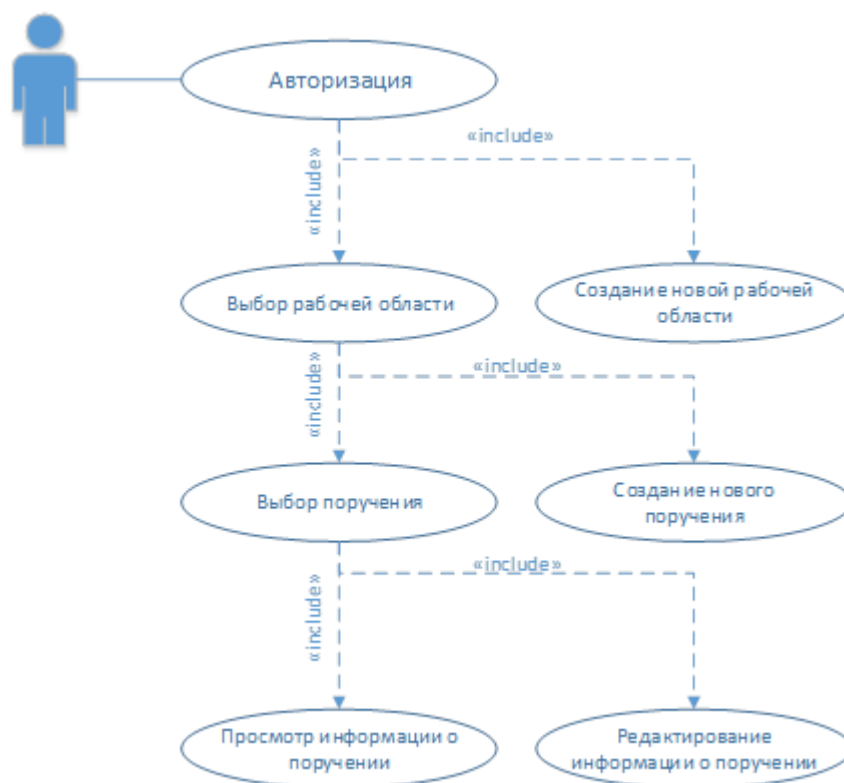


Рис. 3. Диаграмма вариантов использования

Для создания приложения были реализованы следующие пункты:

1. Авторизация и вход – для этого в приложении используется сервис Oka [4]. Пока пользователь не авторизован, он не сможет продолжить работу в приложении.
2. Архитектурный шаблон MVVM [5] – за его реализацию отвечают библиотека DataBinding [5] и разработанные модели представления. DataBinding связывает источник данных и его представление (отображение) напрямую, через xml разметку файлов, отвечающих за внешний вид активностей.
3. Отображение поручений – За внешний вид списка поручений отвечают библиотеки Recycle View, Spinner. А также используются базовые средства Android Studio, такие как layout(ы) – контейнеры для создания представления (отображения) данных и объекты TextView – отображение текста, EditText – отображение текста с функцией редактирования.

4. Редактирование и создание новых поручений - реализуется за счет средств CRUD (Create, Read, Update, Delete) и базы данных, внедренной с помощью библиотеки Room [5].
5. Обмен данными с сервером – это реализует целый ансамбль библиотек: OkHTTP, Retrofit, Moshi, Dagger [5].

При запуске приложения, запускается страница авторизации. С нее происходит перенаправление на браузер, установленный на устройстве, где открывается страница авторизации в сервисе Okta [4] (рис. 4).

После успешной авторизации открывается страница выбора рабочей области. При ее открытии и успешно пройденной авторизации данные загружаются с сервера и выводятся в виде прокручиваемого списка (рис. 5).

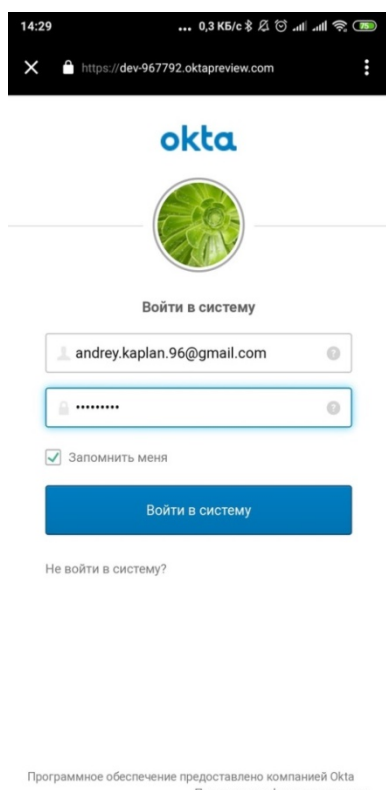


Рис. 4. Страница авторизации

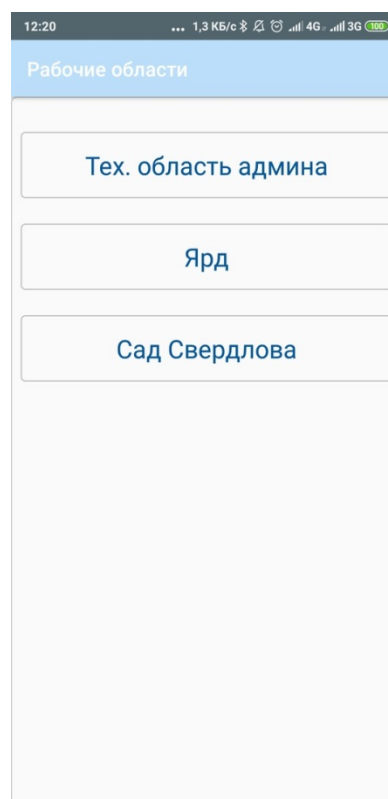


Рис. 5. Страница выбора рабочей области

При нажатии на определенную рабочую область происходит получение списка поручений (описание, срок сдачи, статус) по выбранной рабочей области (рис. 6). Пользователь может прокручивать этот список и видеть информацию по всем поручениям.

При нажатии на определенное поручение открывается новая активность с подробной информацией о поручении (рис. 7). Пользователь может изменять любое поле данного поручения, например, изменить описание поручения, его статус, исполнителя или дату назначения / сдачи. По нажатию кнопки «Сохранить» обновленная информация будет сохранена в приложении и на сервере.

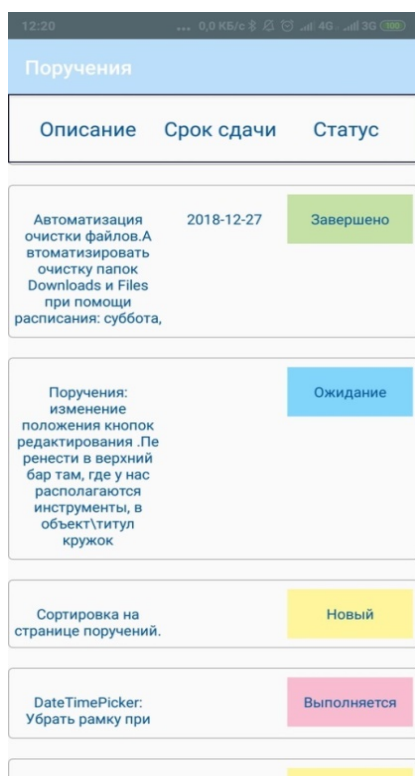


Рис. 6. Страница выбора поручений

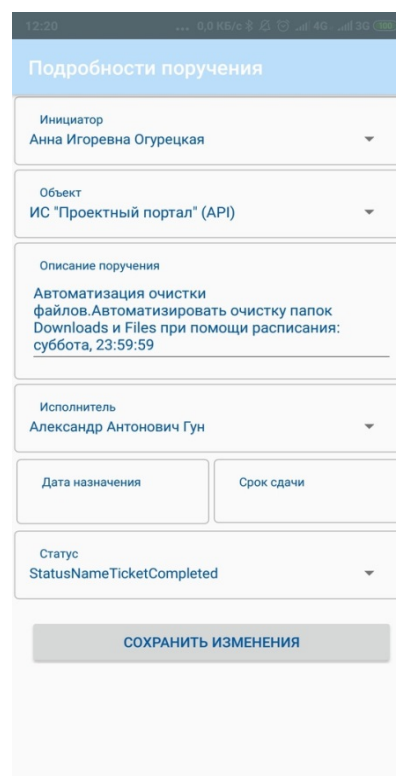


Рис. 7. Страница подробной информации о поручении

На данный момент приложение работает в тестовом режиме. Приложение было успешно протестировано на устройствах:

- Xiaomi Redmi 5 plus;
- Samsung Galaxy S5;
- Meizu M3;
- Huawei Honor P9.

В дальнейшем планируются следующие доработки приложения:

- инструменты для работы с документацией;
- отправка измененной информации на сервер;
- отображение истории изменений информации о поручении.

Список литературы

1. Официальный сайт ООО «Центр строительного консультирования» [Электронный ресурс]. URL: <https://cskperm.ru/> (дата обращения: 06.07.2020).
2. Kotlin // Официальный сайт разработчика языка Kotlin [Электронный ресурс]. URL: <https://kotlinlang.ru/> (дата обращения: 06.07.2020).
3. Android Studio // Официальный сайт продукта [Электронный ресурс]. URL: <https://developer.android.com/studio/preview> (дата обращения: 06.07.2020).
4. Okta // Официальный сайт продукта [Электронный ресурс]. URL: <https://www.okta.com/> (дата обращения: 06.07.2020).

5. MVVM, Room, Dagger, DataBinding – архитектурные компоненты приложения для ОС Android. [Электронный ресурс]. URL: <https://developer.android.com/topic/libraries/architecture> (дата обращения: 06.07.2020).

О ПОДКЛЮЧЕНИИ ТЕПЛОЭНЕРГОКОНТРОЛЛЕРА ИМ2300 К СЕТИ ИНТЕРНЕТА ВЕЩЕЙ

В. С. Лопаев, А. Ю. Ощепков, С. Б. Карпов
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Проведено исследование расширения возможностей получения измеренных данных с теплоэнергоконтроллера ИМ2300 с использованием протокола Lora. Описаны принципы построения программного обеспечения для интегрирования теплоэнергоконтроллера ИМ2300 в сеть интернета вещей.

Ключевые слова: ИМ2300; Интернет вещей; Lora.

USING THE CONTROLLER IM2300 IN INTERNET OF THINGS NETWORK

V. S. Lopaev, A. Yu. Oshchepkov, S. B. Karpov
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The possibility of obtaining measured data from the controller IM2300 was investigated using the Lora protocol. The principles of building software for integrating the controller IM2300 to Internet of things network were described.

Keywords: IM2300; IoT; Lora.

Теплоэнергоконтроллеры ИМ2300 производства ФГУП "ОКБ "Маяк" предназначены для измерений выходных сигналов измерительных преобразователей параметров измеряемой среды и последующих расчетов количества теплоносителя, тепловой энергии, расхода газа в стандартных условиях, расхода жидкости. Приборы ИМ2300 широко применяются в системах автоматизации предприятий и ЖКХ как Пермского края, так и других регионов России.

Прибор оснащен двумя последовательными интерфейсами: RS232 и RS485, которые позволяют считывать данные с устройства на персональный компьютер для дальнейшего анализа и обработки измеренных сигналов [1]. Такой способ получения данных с теплоэнергоконтроллера является базовым на данный момент и может представлять сложности при нахождении устройства в труднодоступных местах. Альтернативными способами является использование адаптеров, таких как ИМ2318-GSM, который позволяет передавать данные через сотовую сеть GSM и ETHERNET-RS485, который позволяет соединить устройство и компьютер на расстоянии до 100 м [2]. Каждый из этих способов также несет в себе ограничения в доступности сотовой сети или ограничения по длине кабеля Ethernet.

Для расширения возможностей получения данных с устройства было принято решение получать измеренные значения с помощью технологии

глобальных сетей с низким энергопотреблением (LPWAN). LPWAN – это сеть, состоящая из конечных устройств (узлов), шлюзов и концентраторов. Эти сети обычно могут поддерживать тысячи конечных устройств, где каждое устройство питается от батареи. Даже при низкой мощности передачи эти устройства могут передавать данные на большие расстояния. Лучшими сторонами LPWAN являются низкая стоимость; более длительный срок службы датчиков от батареи; хорошая скорость передачи данных; низкая задержка; возможность работать с датчиками, которые перемещаются в пространстве; большая дальность передачи данных; большой охват даже в плотных районах, таких как города или леса; простая модель развертывания, которая также предполагает совместимость с существующими сетями; повышенная масштабируемость без помех. Наиболее известными технологиями, основанными на LPWAN, являются Lora, Sigfox, NB-IoT.

Исходя из результатов сравнительного анализа [3], было принято решение использовать сети Lora. По классификации устройств Lora, контроллер ИМ2300 можно определить, как «Класс С», так как он требует постоянного электропитания. Для подключения контроллера в сеть Lora необходимо подобрать соответствующее устройство – адаптер, которое должно иметь интерфейс RS-485.

В качестве адаптера подошло устройство – Счетчик импульсов Вега СИ-13 производства компании «Вега-Абсолют». Кроме того, компанией предоставляются шлюзы и программное обеспечение для сервера приложений [4].

Данная схема подключения позволит построить и сеть Интернета вещей. Это даст возможность получать и передавать данные в решения, построенные на облачной инфраструктуре, где будет производиться их анализ в автоматическом режиме. Существенным улучшением будет возможность производить считывание измеренных контроллером данных в реальном времени. Итоговая желаемая схема подключения устройств представлена на рис 1.

В сети Интернета вещей все устройства подключены к облачным приложениям и могут обмениваться данными между собой и приложениями. Различные облачные приложения могут использовать одни и те же конечные устройства для выполнения своих задач. Нет никаких гарантий, что одновременно два приложения не захотят получить данные от устройства или изменить его состояние, так как приложения в облачной среде не должны ничего знать друг о друге. Возникает проблема многопользовательского доступа к ресурсу. Для решения возникшей проблемы необходимо построить специальную модель, которая позволит избежать трудностей при разработке программного обеспечения.

В качестве базовой модели была выбрана модель реактивного программирования. Реактивное программирование – это набор принципов проектирования, используемых в асинхронном программировании для создания систем, которые своевременно отвечают на команды и запросы. В 2013 г.

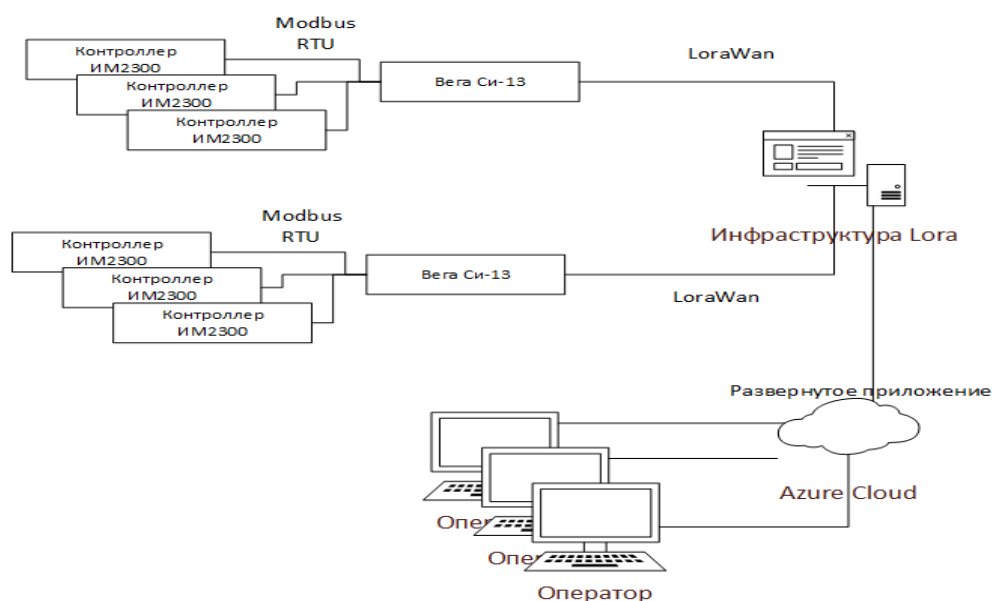


Рис. 1. Схема подключения устройств

реактивное программирование превратилось в устоявшуюся парадигму с набором формализованных правил под эгидой реактивного манифеста, в котором описывается количество составных частей, определяющих реактивную систему. В соответствии с данным манифестом, чтобы систему можно было назвать реактивной, она должна обладать следующими свойствами:

- отзывчивость – способность всегда реагировать на действия пользователей за постоянное время;
- устойчивость – умение реагировать на сбои;
- управляемость сообщениями – умение реагировать на события;
- масштабируемость – умение реагировать на изменение нагрузки.

Архитектура, управляемая сообщениями, является основой реактивного программирования. Это означает, что разные компоненты системы взаимодействуют асинхронно, передавая сообщения друг другу. Компоненты в такой системе являются слабо связанными. Реактивное программирование позволяет устранить необходимость в явной координации между активными компонентами системы, упрощая подход к асинхронным вычислениям.

Для повышения надежности программного обеспечения его разработка осуществлялась на языке программирования F#, который в качестве основной парадигмы программирования использует функциональное программирование и позволяет использовать все возможности платформы .Net Core, разработанной компанией Microsoft [5].

Функциональная парадигма была выбрана по нескольким причинам. Функциональное программирование в качестве главной абстракции использует функцию, которая принимает на вход одни данные и возвращает другие, это похоже на математическую функцию. На основе этого можно строить конвейер из функций для поступающих данных от контроллера. Язык F# реализует также возможности алгебраических типов данных, что позволяет моделировать физические устройства как конечные автоматы с мень-

шим количеством написанного программного кода и менее подверженные ошибкам. Кроме того, особое отношение к побочным эффектам в функциональных языках программирования, реализованное с помощью поддержки в языках таких понятий, как моноиды, функторы, монады, позволяет строить системы с меньшим числом ошибок.

Для обеспечения конкурентного доступа к конечным устройствам использовалась модель Акторов, которая отвечает принципам реактивного программирования и в основе своей имеет принцип передачи сообщений между изолированными блоками. Модель Акторов была предложена Hewitt et al в 1973 г. [6]. Первоначальная цель состояла в том, чтобы иметь модель программирования для безопасного использования параллелизма на распределенных рабочих станциях.

Традиционно актор представляет собой объект, взаимодействие с которым происходит не с помощью вызова его методов, как это принято в большинстве реализаций объектно-ориентированной парадигмы программирования, а с помощью передачи ему сообщений, которые помещаются в так называемый почтовый ящик актора. Каждый актор имеет внутреннее состояние, которое может изменять только он сам. Интерфейс актора определяется типом сообщений, которые он может обрабатывать, на каждое сообщение актор имеет внутреннее поведение, т.е. алгоритм обработки входящего сообщения, вследствие которого он может изменить свое внутреннее состояние. Каждое сообщение актор обрабатывает последовательно, за один шаг, тем самым убирая проблему множественного доступа к ресурсу – внутреннему состоянию.

На основе представленных выше принципов удалось разработать программное обеспечение и настроить инфраструктуру для работы в облачной платформе компании Microsoft – Microsoft Azure. Для наглядности и проведения экспериментов также было разработано веб приложение с графическим интерфейсом пользователя для взаимодействия с устройством. Для проверки работоспособности было произведено считывание показателей измеренных значений каналов 11 и 12 контроллера ИМ2300 (рис 2).



а)

Канал	Значение	Время измерения
11	78.9	02:20:58 22.05.2020
12	59.9	02:23:01 22.05.2020

б)

Рис. 2. а) показания на контроллере ИМ2300; б) показания в графическом интерфейсе пользователя

Произвести считывание измеренных данных удалось на расстоянии 6 км (рис. 3) между контроллером ИМ2300 и шлюзом Lora, что является хорошим показателем, так как для городской местности гарантируется дальность приема и передачи сигнала 2–5 км [4].

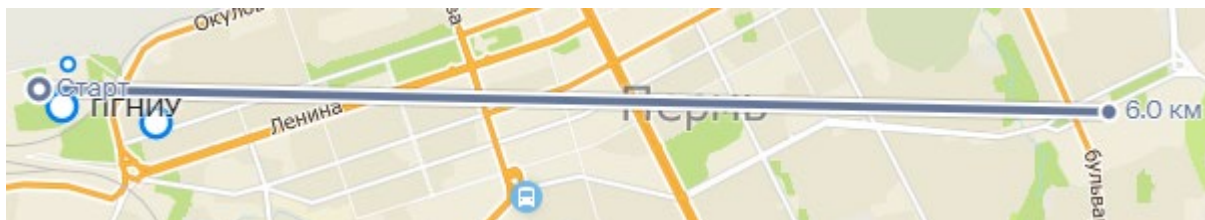


Рис. 3. Расстояние между контроллером ИМ2300 и шлюзом Lora

Подключение прибора ИМ2300 к сети промышленного интернета вещей расширит область его применения.

Список литературы

1. Прибор вторичный. Теплоэнергоконтроллер. ИМ2300. Руководство по эксплуатации. ИМ23.00.001РЭ. Гос. реестр № 14527-17. 2017. [Электронный ресурс]. URL: <http://okbmayak.perm.ru/download/IM2300Rel.pdf> (дата обращения: 04.12.2019).
2. Чтение информации из приборов ИМ2300 серии А (В, С, D, E, F) по протоколу MODBUS RTU. [Электронный ресурс]. URL: <http://okbmayak.perm.ru/download/Opisanie%20raboty%20im2300%20po%20MODBUS.pdf> (дата обращения: 04.12.2019).
3. Лопатев В. С. Современные технологии дистанционного сбора данных с приборов учета энергоресурсов // Вестник Пермского университета. Серия: Информационные системы и технологии. 2019. Вып. 1. С. 40–43.
4. Устройство LoRaWAN Vega СИ 13. Руководство по эксплуатации. [Электронный ресурс]. URL: https://iotvega.com/content/ru/si/si13_485/01-%D0%92%D0%95%D0%93%D0%90%20%D0%A1%D0%98-13%20%D0%A0%D0%9F_rev%2011.pdf (дата обращения: 04.12.2019).
5. Смит К. Программирование на F#. СПб.: Символ-Плюс, 2011. 448 с.
6. Hewitt C., Bishop P., Steiger R. A universal modular actor formalism for artificial intelligence // Proceedings of the Third International Joint Conference on Artificial Intelligence (IJCAI-73). San Francisco, CA, USA, 1973. P 235–245.

МЕТОДИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ ПО ТЕМЕ «ПРЕРЫВАНИЯ» ПО ДИСЦИПЛИНЕ «АРХИТЕКТУРА ЭВМ»

М. Д. Мельников, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В данной работе описан процесс разработки новых заданий и методического обеспечения к лабораторной работе по теме «Прерывания» по дисциплине «Архитектура ЭВМ» для студентов физического факультета ПГНИУ.

Ключевые слова: архитектура ЭВМ; прерывания; методическое обеспечение

METHODOLOGICAL SUPPORT OF LABORATORY PRACTICE ON THEME «INTERRUPTS» OF THE SUBJECT «COMPUTER ARCHITECTURE»

M. D. Melnikov, I. P. Seletkov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

This article describes the development process of tasks and laboratory practice on theme «interrupts» of the subject «computer architecture» for students of physical faculty of Perm State University.

Keywords: computer architecture; interrupts; methodological support

Лабораторные работы по дисциплине «Архитектура ЭВМ» на кафедре компьютерных систем и телекоммуникаций ПГНИУ не имеют печатного методического пособия на момент написания данной работы. Материал раздаётся студентам в виде презентаций, в которых указана постановка заданий, критерии оценивания и основные детали реализации программ, которые требуются при решении заданий. Весомую часть теоретического материала преподаватель рассказывает устно или рисует на доске вручную, а в презентации она не отображается для целей удобства восприятия. Когда студенты возвращаются к выполнению задания в домашних условиях, информации, содержащейся только в презентации, им оказывается недостаточно. Для решения этих проблем необходимо разработать соответствующее методическое пособие.

Опишем кратко состояние существующего методического и материального обеспечения лабораторной работы до выполнения текущей работы.

Цель курса «Архитектура ЭВМ» – изучение студентами основных подсистем современных вычислительных машин, принципов построения вычислительных комплексов, конфигурирование вычислительных систем

под требуемые задачи, обучение основам программирования на низкоуровневом языке ассемблер для обеспечения максимальной производительности. Одновременно дисциплину изучают от 10 до 30 студентов, разделённые на 1–3 группы.

Существующее задание лабораторной работы по теме «Прерывания» предполагает ознакомление с механизмом прерываний на примере архитектуры процессора Intel 8086 с контроллером прерываний 8259 и аппаратного прерывания от клавиатуры.

Прерывание – сигнал от программного или аппаратного обеспечения, сообщающий процессору о наступлении какого-либо высокоприоритетного события, требующего прерывания текущего кода, выполняемого процессором. Процессор отвечает приостановкой своей текущей активности, сохраняя свое состояние и выполняя функцию, называемую обработчиком прерывания (или программой обработки прерывания), которая реагирует на событие и обслуживает его, после чего возвращает управление в прерванный код [1].

Практическая часть состоит в написании программы для операционной системы DOS. От студентов требуется заменить стандартный обработчик прерываний клавиатуры на собственный, а именно: по нажатию клавиш стрелок выводить символ соответствующей стрелки в консоль, по нажатию первой буквы имени выводить имя, по нажатию первой буквы фамилии выводить фамилию, по нажатию клавиши 'р' выводить изображение из предшествующей лабораторной работы (видеосервис BIOS), по нажатию клавиши ESC очищать экран, завершать работу программы, передавать управление ОС DOS с восстановлением исходной функциональности клавиатуры. Как видно из формулировки существующего задания, варианты отличаются друг от друга текстовыми константами и рисунком, который уже был запрограммирован при выполнении предыдущей лабораторной работы. В части изменения обработчика прерываний варианты не отличаются.

Лабораторные работы выполняются на IBM-PC совместимых ЭВМ под управлением операционной системы Windows XP. При желании и наличии технической возможности студенты могут выполнять задания на собственных ЭВМ – ноутбуках и домашних ПК.

В качестве программного обеспечения работы предлагается использовать следующий набор программных средств:

- NASM – транслятор исходного текста на языке ассемблера в программу на машинном языке для архитектуры Intel x86;
- DOSBox 0.74-3 – эмулятор операционной системы DOS для выполнения программы;
- любой текстовый редактор (например, блокнот) для редактирования исходного кода программ и для написания скриптов автоматизированного ассемблирования.

Данное ПО совместимо с описанными выше ЭВМ и операционной системой Windows.

Транслятор NASM требует активного использования терминала операционной системы. В связи с тем, что в существующем порядке изучения дисциплин студенты получают опыт работы с терминалом позже, чем дисциплину «Архитектура ЭВМ», им предоставляется готовый скрипт командной строки «compile.bat», позволяющий без явного использования терминала произвести трансляцию написанного исходного кода.

Кроме того, для примера студентам предоставляется заготовка исходного кода программы, в которой осуществляется замена стандартного обработчика прерываний клавиатуры на новый, в котором анализируется нажатие клавиши ESC, и происходит завершение работы программы. Всё перечисленное ПО студентам предлагается загрузить самостоятельно из информационной системы университета (ЕТИС), с личного сайта преподавателя [2] или с ЭВМ в лаборатории.

Для подготовки нового методического пособия необходимо составить набор заданий с тремя уровнями сложности, при этом самые простые задания должны быть не сложнее существующих ранее заданий. Три уровня сложности позволят студентам скорректировать длительность выполнения работы, благодаря возможности перейти на более лёгкий вариант в случае возникновения затруднений по субъективным или объективным причинам, препятствующим своевременной защите. Число вариантов заданий должно по порядку соответствовать среднему числу студентов, одновременно изучающих предмет «Архитектура ЭВМ». Исходя из этих соображений решено, что задания должны включать в себя не менее 20 вариантов.

Для первого уровня сложности разработано 9 заданий, для второго – 6, и 5 оставшихся заданий для третьего уровня сложности.

В вариантах предлагается использовать прерывания нескольких устройств - клавиатуры, манипулятора мышь, аппаратного таймера. Использование нескольких периферийных устройств позволит увеличить вариативность задач, предлагаемых для решения студентам, что, предположительно, приведёт к уменьшению числа заимствований при выполнении лабораторной работы и более глубокому пониманию механизмов прерываний. Все устройства содержится в любом современном ПК и достаточно просты в обращении с точки зрения программиста для первого знакомства с механизмом прерываний.

Разделение на уровни сложности логично произвести в соответствии с числом задействованных в задании устройств. Таким образом, первый уровень сложности включает в себя только работу с клавиатурой, второй – с клавиатурой и мышью, третий – со всеми тремя устройствами одновременно.

Разработанные типовые задачи для разного уровня сложности приведены ниже.

Для 1 уровня сложности:

- при нажатии на некоторые клавиши менять цвет фона на экране (разный цвет для разных клавиш/комбинаций клавиш, минимум 3 цвета);

- вывод одного и того же символа при нажатии на любую клавишу (кроме использованных ранее)/вывод определённого слова при нажатии на клавишу;
- вывод состояния клавиши Num Lock при нажатии на определённую клавишу.

Для 2 уровня:

- выводить на экран координаты курсора мыши при нажатии на определённую клавишу;
- скрывать/активировать курсор мыши нажатием на определённую клавишу;
- устанавливать курсор мыши в определённые области при нажатии на клавиши;
- вышеперечисленные задания также комбинируются с типовыми из уровня 1.

Для 3 уровня:

- начинать и останавливать моргание курсора мыши на экране, используя клавиши мыши и клавиши клавиатуры;
- периодически выводить надпись на экран, управляя некоторыми параметрами этого периодического вывода с помощью клавиш клавиатуры и клавиш мыши.

На основе перечисленных типовых заданий сформулировано 20 вариантов, включающих в себя конкретные условия и комбинации типовых заданий. Для предварительной проверки все 20 вариантов были решены автором с условием адекватного ограничения по времени в 4 дня на один вариант.

При содействии студентов физического факультета проведена апробация, по результатам которой можно предположить, что новые задания действительно способствуют более глубокой проработке материала, чем задания, предложенные предыдущим группам и курсам, что говорит о верном выборе способа постановки задач в лабораторной работе, а также обнаружены и устранены опечатки, изменены некоторые первоначальные версии заданий.

Для сбора необходимого теоретического материала и его компоновки автором предложено смоделировать ход выполнения лабораторной работы.

- Выбор задания.

Выбрать вариант задания, так как выполнение конкретного задания поможет более явно определить необходимость ознакомления с механизмом прерываний в целом и особенностями конкретных внешних устройств.

- Изучение теоретического материала о механизме прерываний.

Ознакомиться с определением прерывания, ознакомиться с классификацией прерываний. Обратит внимание на отличие программных и аппаратных прерываний. Обратит внимание на маскирование прерываний.

Ознакомиться с особенностями работы контроллера прерываний 8259, так как это критично для выполнения всех без исключения заданий.

- Замена или дополнение стандартного обработчика прерываний.

Следует в любом случае начать с простого примера. Выполнение всех трёх уровней сложности подразумевает замену или использование стандартных обработчиков прерываний. На этом этапе очень полезен пример кода, который покажет применение изученных теоретически возможностей и алгоритмов на практике.

- Изучение материалов и оборудования, описанных в задании.

Для этого формулировать задания следует, используя как можно более точные термины или ключевые слова, относящиеся к существующим реализованным механизмам прерываний.

На основе предполагаемого хода работы выстроена структура изложения указаний и теоретических материалов в методическом пособии.

В качестве источников теоретического материала были выбраны работы [3–6]. Их содержание автор счёл наиболее подходящим, так как в них рассматриваются непосредственно способы использования механизма прерываний при программировании совместно с описанием алгоритмов взаимодействия внешних и внутренних устройств IBM PC архитектуры Intel 80386. Как итог подготовлен проект методического пособия по всей дисциплине «Архитектура ЭВМ», в котором заполнена вся информация по лабораторной работе по теме «Прерывания». Его структура представлена на рис. 1.

Оглавление	
Критерии оценивания	3
Регистры микропроцессора Intel 8086/8088	4
Способы адресации	10
Темы лабораторных работ	15
Методические пояснения и рекомендации	16
Задания	22
Критерии оценивания лабораторной работы по теме “Прерывания”	24
Приложение 1	25
Список рекомендуемой литературы	31

Рис. 1. Оглавление методического пособия

Заключение

Разработаны задания в количестве 20 штук для лабораторной работы по предмету «Архитектура ЭВМ» по теме «Прерывания» в соответствии с требованиями уменьшения числа заимствований, соответствия учебному

плану студентов ПГНИУ и увеличения глубины понимания студентами механизма прерываний.

Оформлено методическое пособие в формате, подразумевающим возможность включения других лабораторных работ по предмету «Архитектура ЭВМ».

Проведена апробация заданий при содействии студентов физического факультета. По результатам апробации можно сказать, что новые задания сложнее и разнообразнее, чем предложенные студентам предыдущих курсов, требуют более вдумчивого подхода при выполнении и понимания функционирования механизма прерываний для внешних устройств.

Список литературы

1. *Погорелый С. Д.* Программное обеспечение микропроцессорных систем: Справочник. К: Техника, 1989. 301 с.
2. *Селетков И. П.* Селетков Илья Павлович (личный сайт) [Электронный ресурс]. URL: <https://sites.google.com/site/iseletkov/files> (дата обращения: 27.04.2020).
3. *Фролов А.* Аппаратное обеспечение IBM PC. Т. 2. М.: Диалог-МИФИ, 1992. 208 с.
4. *Фролов А.* MS-DOS для программиста. Т. 4. М.: Диалог-МИФИ, 1993. 254 с.
5. *Ю-Чжен Л.* Микропроцессоры семейства 8086/8088. Архитектура, программирование и проектирование микропроцессорных систем: пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987. 512 с.
6. *Джордейн Р.* Справочник программиста персональных компьютеров тип IBM PC, XT и AT: пер. с англ. М.: Финансы и статистика, 1992. 544 с.

АУДИО-СОЦИАЛЬНАЯ СЕТЬ

Д. А. Третьяков, В. Е. Коротаев, Е. А. Гладких, П. С. Шардаков,
И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье представлено описание разработанной информационной системы, позволяющей вести свой аудиоблог. Описаны этапы разработки веб приложений, выбор инструментов, принцип работы.

Ключевые слова: социальная сеть; аудио, аудиоблог; подкасты; веб приложения; анализ публикаций; мобильное приложение; web интерфейс

AUDIO-SOCIAL NETWORK

D. A. Tretyakov, V. E. Korotaev, E. A. Gladkih, P. S. Shardakov, I. P. Seletkov
Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The article provides a description of the developed information system that allows you to conduct your own audiblog. The stages of developing web applications, the choice of tools, the principle of work are described.

Keywords: social network; audio; audio blog; podcasts; web applications; publication analysis; mobile application; web interface

Социальные сети плотно вошли в нашу жизнь, существует большое разнообразие социальных сетей, позволяющие производить разного рода информационное содержание, одним видом которого являются аудио подкасты – короткие аудиосообщения в формате радиопередач. Подкасты набирают большую популярность по всему миру. Для того чтобы облегчить ведение своего аудиоблога, необходимо найти или разработать социальную сеть, которая позволила бы простым образом производить подкасты или аудиоблоги.

В ходе изучения предметной области авторами были сформулированы требования к будущей системе и рассмотрены существующие решения, которые хотя бы частично решают поставленную задачу, но все они имеют свои недостатки:

- платное использование;
- отсутствие возможности записи и публикации аудиоблога.

В связи с этим было принято решение, разработать свою социальную сеть, которая будет бесплатной в использовании и позволит записывать и публиковать аудиозаписи.

Для построения эффективной информационной системы и документирования её работы предварительно разработан проект системы в

виде набора диаграмм на языке UML. В частности, варианты использования системы приведены на рис. 1.



Рис. 1. Диаграмма вариантов использования

Так как система должна обеспечивать круглосуточный доступ с многих клиентских устройств, решено использовать клиент-серверную архитектуру, а всю систему решено разделить на 4 основные подсистемы: Веб-интерфейс, приложение для мобильных устройств, сервер приложения и сервис для анализа публикаций.

Сервер приложения

Для разработки сервера приложения выбраны следующие технологии:

- язык программирования Java с использованием фреймворка - Spring Framework [1] для реализации самого приложения и программного интерфейса (API);
- PostgreSQL [2] для хранения табличных данных,
- MinIO [3] для хранения файлов, имеет открытый исходный код, является высокопроизводительным объектным хранилищем, способно хранить петабайты данных;
- Docker [4] для виртуализации приложения, позволяет изолировать среду выполнения от других процессов;

- Kubernetes [5] для управления контейнерами приложения, упрощает управление отдельными контейнерами приложения.

На рис. 2 приведена схема развертывания приложения в кластере Kubernetes.

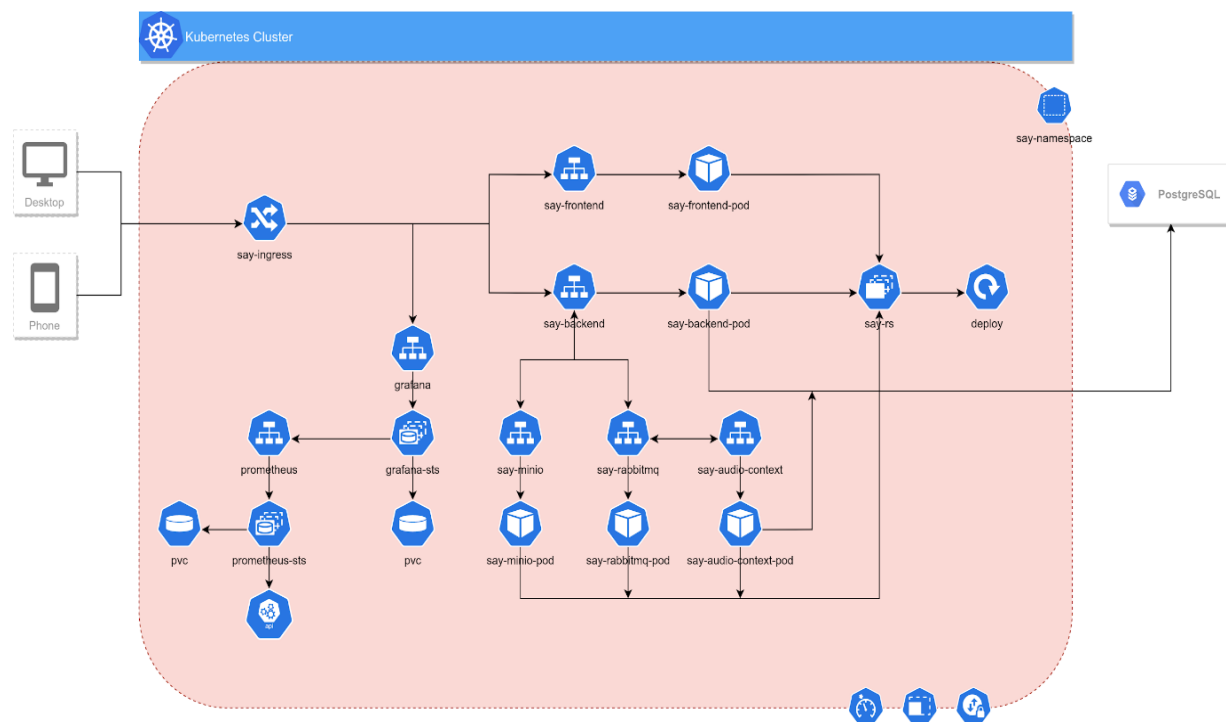


Рис. 2. Схема развертывания приложения

Для асинхронного взаимодействия с сервисом анализа публикаций используется решение с открытым исходным кодом RabbitMQ [6], позволяющее передавать информационные сообщения в виде очередей.

Сервис анализа публикаций

Все публикации хранятся в аудио-формате, для их поиска и удобства работы с ними необходимо произвести их предварительный анализ: получать полезные метаданные и другие текстовые характеристики.

Для решения этой задачи необходимо предварительно выделить речь из аудиосообщений. Для этого используется сервис Yandex SpeechKit [7].

Далее распознанный текст предаётся в нейросетевые классификаторы. Обучены 2 нейронные сети BERT, позволяющие классифицировать сообщения по наличию оскорбительных высказываний и по тональности. Для обучения использовались готовые наборы данных, содержащие публикации из социальной сети Twitter. На взгляд авторов, сообщения из этой сети по формату будут наиболее близки к речи в аудио-подкастах.

Для обучения сети находить оскорбительные публикации использовался набор данных Twitter Hate Speech [8]. Рассмотрим основные метрики результата обучения. Количество эпох – 2.

Табл. 1. Основные метрики для Hate Twitter Speech

	precision	recall	f1-score	support
Не оскорбительные	0.98	0.99	0.99	5950
Оскорбительные	0.89	0.71	0.79	443

Для обучения определения тональности использовался набор данных RuTwitterCorp [9]. Количество эпох – 1.

Табл. 2. Основные метрики для RuTwitterCorp

	precision	recall	f1-score	support
Негативные	1.00	1.00	1.00	33364
Позитивные	1.00	1.00	1.00	34687

Процент правильных предсказаний составляет 99.92%. Такой высокий процент после одной эпохи возможен из-за знаков в твитах, которые отражают эмоциональную окраску. Убирать их нет большого смысла, так как даже после очистки от лишних знаков, модель придется переучивать на новых данных из аудио-социальной сети.

Мобильное приложение

Для удобного доступа ко всем возможностям социальной сети посредством использования мобильного устройства создано приложение для мобильных устройств под управлением операционных систем iOS и Android. Для его разработки выбраны фреймворк React-Native [10], язык программирования Java Script [11]. Причина выбора – поддержка кроссплатформенной разработки и большое сообщество разработчиков, которое создало большое количество библиотек как для языка программирования, так и для фреймворка React Native. Это позволило сэкономить время разработки под разные платформы, а также ускорить и упростить процесс написания кода.

Для простоты ведения своего аудиоблога, в приложение была встроена функция записи голоса с внешних устройств будь то микрофон смартфона или наушников, после записи сообщение можно сразу же опубликовать. Внешний вид интерфейса мобильного приложения приведен на рис. 3.

Web-интерфейс

Для доступа к социальной сети при помощи браузера, разработан Веб-интерфейс. К нему предъявлялись требования простоты, интуитивного понимания, визуальной привлекательности. Для разработки веб-интерфейса выбраны следующие технологии:

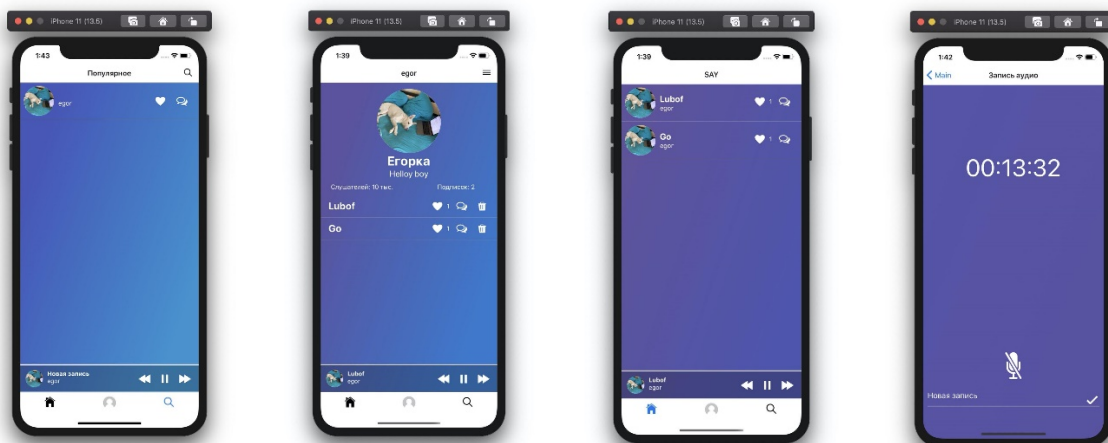


Рис. 3. Интерфейс приложения для мобильных устройств

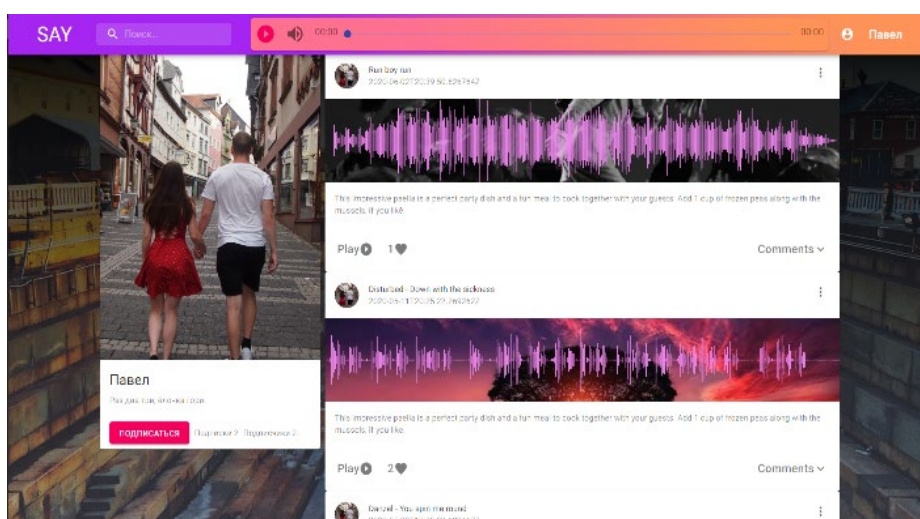


Рис.4. Веб-интерфейс

- язык программирования JavaScript [11],
- фреймворк React [12],
- хранилище состояний компонентов Redux[13].

Внешний вид веб-интерфейса приведён на рис. 4.

В результате разработана и открыто тестируется информационная система, позволяющая пользователям вести свои аудиоблоги, делиться своим мнением или обмениваться аудио-сообщениями. Данная система имеет огромный потенциал для дальнейшего развития, например, проведение прямых радиозэфиров.

Список литературы

1. Spring makes Java simple. [Электронный ресурс]. URL: <https://spring.io/> (дата обращения: 30.06.2020).
2. PostgreSQL: The world's most advanced open source database [Электронный

- ресурс]. URL: <https://www.postgresql.org/> (дата обращения: 30.06.2020).
3. Inc, M. MinIO | High Performance, Kubernetes Native Object Storage [Электронный ресурс]. URL: <https://min.io> (дата обращения: 30.06.2020).
 4. Empowering App Development for Developers | Docker [Электронный ресурс]. URL: <https://www.docker.com/> (дата обращения: 30.06.2020).
 5. Production-Grade Container Orchestration [Электронный ресурс]. URL: <https://kubernetes.io/> (дата обращения: 30.06.2020).
 6. Messaging that just works – RabbitMQ [Электронный ресурс]. URL: <https://www.rabbitmq.com/> (дата обращения: 30.06.2020).
 7. Yandex SpeechKit | Яндекс.Облако [Электронный ресурс]. URL: <https://cloud.yandex.ru/services/speechkit> (дата обращения: 30.06.2020).
 8. Twitter hate speech [Электронный ресурс]. URL: <https://kaggle.com/vkrahul/twitter-hate-speech> (дата обращения: 30.06.2020).
 9. *Rubtsova Y.* Automatic term extraction for sentiment classification of dynamically updated text collections into three classes // 5th International Conference on Knowledge Engineering and the Semantic Web. Kazan, Russia, 2014. P. 140–149.
 10. React Native [Электронный ресурс]. URL: <https://reactnative.dev/> (дата обращения: 30.06.2020).
 11. JavaScript. Википедия [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/JavaScript> (дата обращения: 30.06.2020).
 12. React – A JavaScript library for building user interfaces [Электронный ресурс]. URL: <https://reactjs.org/> (дата обращения: 30.06.2020).
 13. Redux – A predictable state container for JavaScript apps. | Redux [Электронный ресурс]. URL: <https://redux.js.org/> (дата обращения: 30.06.2020).

АГРЕГАТОР НОВОСТЕЙ ДЛЯ СТРАНИЦЫ В СОЦИАЛЬНОЙ СЕТИ «ВКОНТАКТЕ»

К. В. Фролов, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье представлено описание разработанной информационной системы, позволяющей автоматизировать процесс поиска и публикации статей определённой тематики в группах пользователей в социальной сети «ВКонтакте». Описаны процедуры выбора методов предварительной обработки и классификации текста, принцип работы подсистемы адаптации для изменения тематики публикуемых статей с учётом мнения пользователей.

Ключевые слова: классификация текста; нейронная сеть; наивный байесовский классификатор; адаптивный классификатор; подготовка текста; python; ВКонтакте

THE NEWS AGGREGATOR FOR PAGE IN SOCIAL NETWORK “VK”

K. V. Frolov, I. P. Seletkov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

This article deals with the information system developed to automate the process of searching and publishing articles of the predefined subjects for administration a user's group in the social network «VK». The overview contains procedure of selecting methods for text preparation and classification, the principle of the adaptation system to adopt topics to user's liking and interests.

Keywords: text classification; neural network; naive Bayesian classifier; adaptive classifier; text preparation; python; vk

Поиск необходимых статей для ведения группы «ВКонтакте» [1] занимает много времени, так как администратор группы должен ежедневно перебирать множество статей, в поиске тех, которые подходят тематике сообщества, и после того, как статьи найдены, опубликовать их на странице группы. Для того чтобы сэкономить время, необходимо найти или разработать агрегатор новостей [2], который бы позволил полностью автоматизировать данный процесс.

В ходе изучения предметной области авторами были сформулированы требования к будущей информационной системе и рассмотрены существующие решения, которые хотя бы частично решают поставленную задачу, но все они имеют свои недостатки:

- отсутствие возможности работы с социальной сетью «ВКонтакте»;
- отсутствие возможности классификации текстов, для поиска статей определенной тематики.

В связи с этим принято решение, разработать новую систему, которая будет одновременно предоставлять возможность работать с социальной сетью «ВКонтакте» и уметь классифицировать тексты по произвольной тематике.

Для построения эффективной системы и документирования её работы предварительно разработан проект системы в виде набора диаграмм на языке UML. В частности, варианты использования системы приведены на рис. 1.

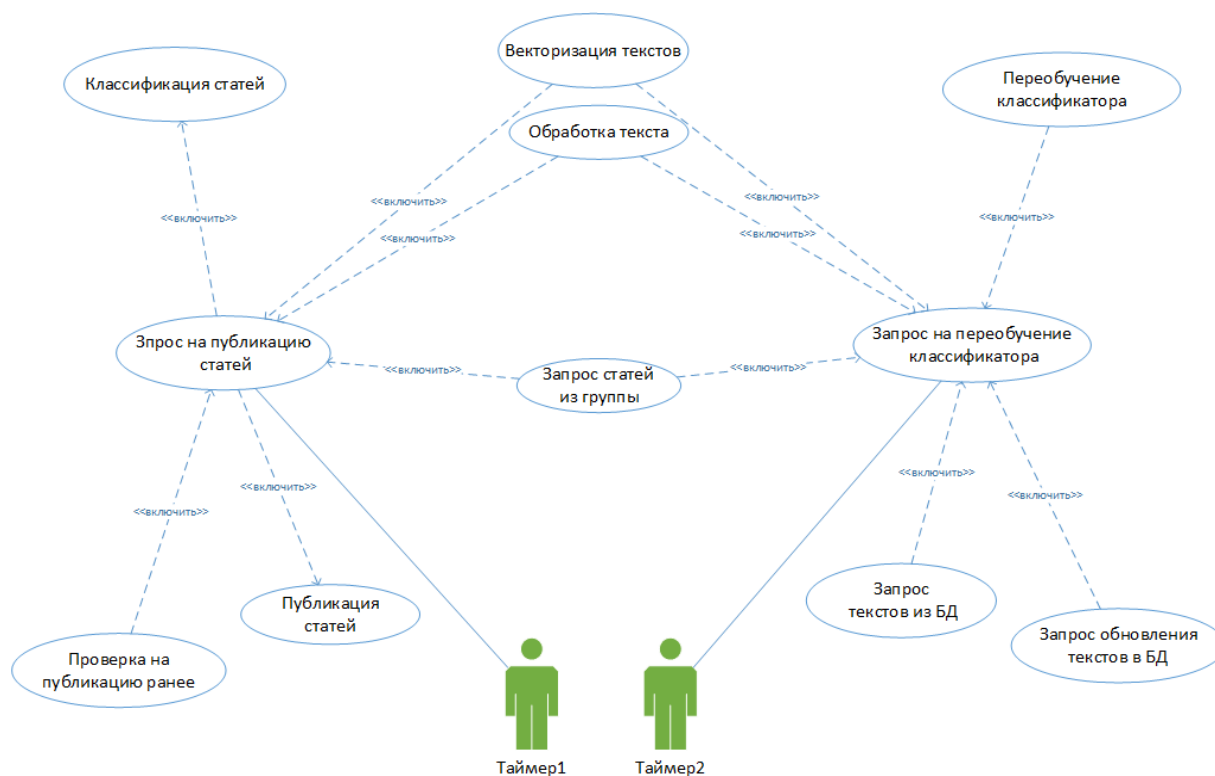


Рис. 1. Диаграмма вариантов использования

Как видно на рис. 1, система имеет 2 основных алгоритма работы, которые запускаются по таймерам. Таймер 1 срабатывает 3 раза в день и вызывает алгоритм публикации статей, таймер 2 срабатывает раз в неделю и вызывает алгоритм переобучения классификатора для адаптации.

Для разработки системы использованы язык программирования Python и среда разработки PyCharm. Работа с социальной сетью «ВКонтакте» осуществляется посредством vk api [3].

Первая проблема, с которой пришлось столкнуться – это как подготовить текст для обучения классификатора.

Решение получилось следующим:

- удаление информации, которая не несет ценности при обучении;
- преобразование текстов таким образом, чтобы все однокоренные слова были приведены к одной форме, для того чтобы они не воспринимались как разные, для дальнейшей обработки;
- векторизация текстов.

Для векторизации текстов сначала необходимо было выбрать базис векторного пространства, он создавался следующим образом:

- из всего массива текстов для обучения составляется массив уникальных слов;
- для каждого уникального слова производится расчёт количества использований во всём множестве обучающих текстов;
- производится сортировка по количеству использований;
- для базиса оставляется только определённое количество самых часто используемых слов.

В качестве координат вектора для каждого текста используется количество вхождений соответствующих слов из базиса в данный текст.

Для реализации классификатора проанализированы несколько интеллектуальных моделей, наиболее оптимальными оказались нейронная сеть и наивный байесовский классификатор. Их сравнение проведено на множестве из 335 статей, разделённом на 275 обучающих статей и 60 тестовых. Результат сравнения показан в табл. 1.

Табл. 1. Сравнение точности классификации с использованием разных интеллектуальных моделей

Математическая модель	Точность, %
Байесовский классификатор	70
Нейросеть	93

По результатам тестирования для реализации классификатора была выбрана нейросеть.

После выбора математической модели для классификатора, проведены эксперименты по выбору оптимального размера базиса векторного пространства, протестированы 2 варианта создания базиса, из текстов подходящей тематики и текстов как подходящей тематики, так и не подходящей. Результаты показаны в табл. 2.

Из табл. 2 явно не следует, какой способ создания базиса векторов лучше использовать, так как точности получились примерно равны друг другу. Выбор был сделан в пользу базиса, составленного из смешанного множества текстов из-за того, что в противном случае потеряется информация о словах, которые точно будут указывать на непричастность текста к нужной тематике. Возможно, наличие таких слов позволит сократить число ошибок в продуктивной эксплуатации. Далее размер базиса составляет 600 слов.

Способ приведения слов к одной форме выбирался из двух алгоритмов – лемматизации [4] и стеммера Портера [5], сравнение приведено в табл. 3.

Для продуктивной эксплуатации выбран метод лемматизации.

Для того чтобы соответствовать изменениям интересов аудитории, появилась необходимость создания подсистемы адаптивного обучения. Для получения информации о мнении пользователей можно использовать систему оценки публикаций социальной сети «ВКонтакте»: считать количество оценок «нравится» и комментариев, содержащих текст «Не подходит».

Табл. 2. Зависимость точности классификации от размерности векторного пространства в случае обучения на текстах только подходящей тематики

Размерность базисного пространства, число слов	20	50	100	200	400	600	800	1000	1500	2000	4000
Точность (только подходящие статьи), %	73	89	89	90	92	93	90	93	92	92	92
Точность (смешанный набор), %	73	73	85	87	92	93	90	92	90	93	93

Табл. 3. Зависимость точности классификации от метода предварительной подготовки текста

Метод	Точность, %
Лемматизация	93
Стеммер портера	90

Алгоритм работы подсистемы адаптации имеет следующий вид.

- Для всех или некоторых опубликованных ранее статей пользователи и модератор группы ставят оценки «нравится» или комментарии «Не подходит». Оценка «нравится» означает, что статья подходит по тематике. Комментарии используются в связи с тем, что социальная сеть «ВКонтакте» не предусматривает возможности поставить оценку «не нравится».
- По событию с таймера происходит сбор и сохранение в базу данных оценок ранее опубликованных статей.
- Тексты сортируются по числу оценок «нравится», а затем по дате публикации.
- БД содержит не более 150 наиболее подходящих и наиболее свежих текстов, а также 300 неподходящих, 150 из которых постоянная часть, а еще 150 – динамическая.
- Динамическая часть текстов во множестве неподходящих статей сортируется по дате публикации.
- Динамические части в обоих множествах после сортировки обрезаются до необходимого значения, остаются только самые новые и самые подходящие тексты.
- Классификатор переобучается на новых данных.

Такая система способна самостоятельно, в автоматическом режиме, адаптироваться с течением времени к изменению интересов пользователей.

Ограничения на размеры множеств получены в ходе тестирования, в дальнейшем они могут быть изменены.

Для оценки качества работы подсистемы адаптации производилось тестирование системы в течение 1.5 месяцев в специальной группе пользователей. Тестовый период разделён на интервалы длительностью 2 недели. В каждом интервале выбраны последние 30 опубликованных статей, для них рассчитана точность классификации по формуле 1. Результаты работы системы адаптивного обучения в тестовой группе, можно увидеть в табл. 4 и 5.

$$\text{Точность} = \frac{\text{Статьи нужной тематики}}{\text{Все опубликованные статьи}} * 100\% \quad (1)$$

Табл. 4. Точность классификации через две недели работы адаптации

	Верная классификация
Статьи нужной тематики, число статей	7
Неправильная тематика, число статей	23
Точность, %	23

Табл. 5. Точность классификации через 1,5 месяца адаптации

	Число статей
Статьи нужной тематики, число статей	19
Неправильная тематика, число статей	11
Точность, %	63

Как видно из табл. 3 и 4, точность увеличивается с течением времени.

Результаты

Разработан и проверен на практике агрегатор новостей для социальной сети «ВКонтакте». Для работы агрегатор требует настройки времени и количества публикаций, а также несколько публикаций интересующей тематики для первоначального обучения.

Агрегатор позволяет снизить временные затраты на поддержку группы в социальной сети «ВКонтакте» и привлечение новых пользователей.

Агрегатор использует оценки публикаций от пользователей для адаптации тематики.

Агрегатор обучен для эффективной работы на странице кафедры «Компьютерных систем и телекоммуникаций», но также может быть применим к работе в любых других группах «ВКонтакте».

Список литературы

1. Vk.com. ВКонтакте [Электронный ресурс]. URL: <https://vk.com> (дата обращения: 02.06.2020).
2. Wikipedia. Агрегатор [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/Агрегатор> (дата обращения: 23.05.2020).

3. Vk.com. Описание методов API [Электронный ресурс]. URL: <https://vk.com/dev/methods> (дата обращения: 02.06.2020).
4. Википедия. Лемматизация [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/Лемматизация> (дата обращения: 23.03.2020).
5. Perestoronin P. Стеммер Портера для русского языка [Электронный ресурс]. URL: <https://medium.com/@eigenein/стеммер-портера-для-русского-языка-d41c38b2d340> (дата обращения: 23.03.2020).

АНАЛИЗ ИНСТРУМЕНТОВ ПОДГОТОВКИ ТЕКСТА ДЛЯ ОБУЧЕНИЯ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

К. В. Фролов, И. П. Селетков

Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В задачах анализа текста нейронными сетями требуется предварительная обработка анализируемых текстов, такая как приведение всех слов к одной форме или удаление знаков, цифр, часто встречающихся слов, которые не помогут нейронной сети в анализе текста. В данной статье на примере обучения нейронной сети распознаванию соответствия статьи тематике информационные технологии, рассмотрены некоторые методы очистки текста и его дальнейшей векторизации.

Ключевые слова: обучение нейронной сети восприятию текста; очистка текста; подготовка текста для нейронной сети; инструменты работы с текстом

ANALYSIS OF TEXT PREPARATION TOOLS FOR NEURAL NETWORK TRAINING

K. V. Frolov, I. P. Seletkov

Perm State University, 15 Bukireva St., 614990, Perm

The tasks of text analysis by neural networks requires pre-processing of texts such as reducing all words to a single form or deleting characters, numbers, and frequently occurring words that will not help the neural network in its work. In this article we have considered some methods for clearing the text and its further vectorization on the example of training a neural network to recognize the correspondence of an article to a topic of information technology.

Keywords: teaching the neural network the perception of the text; clear text; text preparation for a neural network; text tools

Обработка естественного языка – это то, что позволяет эффективно анализировать и работать компьютеру с текстом, позволяет использовать различные алгоритмы машинного обучения [1]. Но здесь существует проблема: для анализа необработанного текста требуются либо очень большие сети, либо точность работы будет очень низкой.

В связи с этим для дальнейшего решения задач анализа текста необходимо найти, проанализировать и выбрать оптимальные методы предварительной обработки текстов.

Предобработка текста состоит из следующих основных этапов:

- 1) очистка текста от вспомогательных слов;
- 2) преобразование всех слов к одной форме или виду, чтобы одинаковые слова воспринимались как одинаковые;

- 3) векторизация текста – описание текста в виде относительно небольшого набора чисел для удобства обработки нейронной сетью.

Очистка текстов

Под очисткой текстов понимается удаление информации, которая не несет ценности при обучении нейронной сети и позволит быстрее обрабатывать тексты. Для очистки используются следующие методы:

- 1) удаление всех цифр и символов;
- 2) удаление стоп слов.

Удаление всех цифр и небуквенных символов

Данный способ подготовки текста очистит весь текст от цифр и небуквенных символов, оставив только слова.

Плюсы метода:

- значительно ускоряет не только скорость анализа текста, но также и другие методы обработки текста (так как приходится работать с меньшим количеством информации, после очистки от стоп слов);
- очистка от шумов.

Минусы метода:

- удаляемые символы теоретически могут нести полезную для дальнейшей обработки информацию, но чаще всего, они не используются.

Удаление стоп слов

Стоп слова – это полноценные слова, не несущие смысловой нагрузки, служат для связки других полезных слов. В большинстве случаев они усложняют текст, вносят дополнительные шумы.

Метод очень прост, все слова, которые, по нашему мнению, не нужны при машинном анализе текста, предварительно собираются в список и во время обработки удаляются из анализируемого текста.

Плюсы метода:

- значительно ускоряет скорость анализа текста и других методов обработки текста.

Минусы метода:

- можно удалить нужные для анализа слова, что в дальнейшем может сказаться на точности работы алгоритмов обучения.

Примерами таких слов могут быть: "для", "которая", "только", "то", "нас", "них", "нам", "вам", "всех", "нем", "нему", "ая", "без", "безвестно", "безо", "благодаря", "близ".

Методы приведения слов к одинаковой форме

Существуют два популярных метода приведения слов к одинаковой форме – это стеммер Портера и лемматизация.

Стеммер Портера

Это метод грубого последовательного отсечения суффикса и окончания от корня, не работает с приставками [2].

Плюсы метода:

- высокая скорость работы;
- значительно уменьшает количество разных однокоренных слов.

Минусы метода:

- теряется смысл слов, значение которых напрямую зависит от суффикса;
- в некоторых случаях возможно некорректное обрезание суффикса.

Результат применения стеммера к стихотворению А.С.Пушкина: «лукомор дуб зелен злат цеп дуб том днем ноч кот учен все ход цеп идет направ песн завод налев сказк говор чудес леш брод русалк ветв сид».

Лемматизация слов

Лемматизация работает менее грубо, чем стеммер. Она использует словарь и морфологический анализ, что позволяет привести слово к лемме – его канонической форме [3].

Плюсы метода:

- значительно уменьшает количество разных однокоренных слов;
- меньше теряется значение каждого слова.

Минусы метода:

- время работы больше из-за загрузки открытых словарей OpenCorpora [4];
- метод может некорректно определить значение слова, и, соответственно, вывести некорректную лемму.

Результат применения лемматизации: «лукоморье дуб зелёный золотой цепь дуб днём ночью кот учёный ходить цепь идти направо песнь заводить налево сказка говорить чудо леший бродить русалка ветвь сидеть».

Векторизация текстов

Векторизация текстов для обучения нейронной сети подразумевает преобразование текста в относительно небольшой численный вектор. Существуют несколько часто используемых методов векторизации:

- 1) Bag of Words;
- 2) tf-idf.

Bag of Words

Метод основан на сборе неупорядоченного набора уникальных слов, которые встречаются в обрабатываемых текстах, после этого для каждого текста составляется вектор, в котором каждый элемент обозначает количество вхождений того или иного слова [5].

TF-IDF

Метод основан на двух составляющих tf – отношение частоты встречаемости слова в тексте к общему числу слов в тексте и idf - обратную частотность документов. Частота встречаемости слова рассчитывается по формуле 1.

$$tf(t, d) = \frac{n_t}{\sum_k n_k} \quad (1)$$

где n_t – число вхождений слова t в документ, в знаменателе общее число слов в данном документе.

Idf указывает на важность слов и считается как логарифм от суммарного количества текстов, деленного на общее количество документов, где встречается данное слово, формула 2.

$$idf(t, D) = \log \frac{|D|}{|\{d_i \in D | t \in d_i\}|} \quad (2)$$

где D – общее число текстов, $\{d_i \in D | t \in d_i\}$ - количество текстов, в которые входит слово t .

После подсчета обеих частей, TF перемножается с IDF , формула 3.

$$tf - idf(t, d, D) = tf(t, d) * idf(t, D) \quad (3)$$

Полученный параметр отражает важность слова во всей коллекции текстов [6].

Исследование

Цель исследования – это влияние разных методов обработки текста и методов векторизации на точность обучения нейронной сети. В нашем случае нейронная сеть представляет собой классификатор, определяющий принадлежность темы текста к информационным технологиям.

Условия исследования

Параметры нейронной сети:

- архитектура – полно связный персептрон;
- нейронная сеть написана на основе открытых библиотек keras;
- 750 входных параметров - вектор слов;
- 2 скрытых слоя: на первом 12 нейронов, на втором 8;
- 1 выходной параметр: вероятность принадлежности темы текста к информационным технологиям;
- функция активации на входе и на скрытых слоях ReLU (выпрямленная линейная функция активации), на выходе сигмоида.

Для обучения нейронной сети были взяты 150 текстов IT тематики и 150 текстов других тематик: природа, космос, спорт и другие. Для тестирования использованы 125 статей из журнала «Вестник», публикуемого издательским

центром Пермского государственного научно-исследовательского университета "Perm University Press" 614990, Пермь, ул. Букирева, 15, серия «Информационные системы и технологии».

Методика тестирования следующая. Метод удаления всех цифр и небуквенных символов задействуется во всех комбинациях методов, так как без него остальные методы работают некорректно.

Нейронная сеть обучается на данных, подготовленных различными комбинациями методов обработки текстов и векторизации, по 100 раз с различными случайными начальными значениями весов. Из всех вариантов выбирается лучший.

Эффективность различных комбинации методов сравнивается по максимальной достигнутой точности обучения нейронной сети.

Полученные результаты

Табл. 1. Точность работы нейронных сетей при использовании различных комбинаций методов предварительной обработки текстовых данных

Метод векторизации	Лемматизация	Стеммер Портера	Стоп слова	Стоп слова + Лемматизация	Стоп слова + Стеммер Портера
Bag of Words	96%	95%	88%	96%	90%
TF-IDF	94%	87%	94%	94%	90%

Выводы

В ходе исследования обнаружено, что от способа предварительной обработки текстов зависит точность классификации текста с помощью нейронной сети. Лучшим способом векторизации в указанных условиях оказался метод Bag of Words, а лучшим методом предварительной подготовки слов оказалась лемматизация. В данной конфигурации была достигнута точность 96%. Так же получен результат, что для метода векторизации TF-IDF для достижения максимальной точности было достаточно удалить стоп слова. Объединение методов лемматизации и стеммера Портера с методом стоп слов, оказывало различное влияние: в каких-то случаях точность повышалась, в каких-то понижалась, а в каких-то не изменялась.

Список литературы

1. Велихов П. Машинное обучение для понимания естественного языка [Электронный ресурс]. URL: <https://www.osp.ru/os/2016/01/13048649/> (дата обращения: 23.03.2020).
2. Perestoronin P. Стеммер Портера для русского языка [Электронный ресурс]. URL: <https://medium.com/@eigenein/стеммер-портера-для->

- [русского-языка-d41c38b2d340](#) (дата обращения: 23.03.2020).
3. Википедия Лемматизация [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org/wiki/Лемматизация> (дата обращения: 23.03.2020).
 4. Opencorpora Открытый корпус [Электронный ресурс]. URL: <http://opencorpora.org/> (дата обращения: 17.04.2020).
 5. D'Souza J. An Introduction to Bag-of-Words in NLP // 3.04.2020 [Электронный ресурс]. URL: <https://medium.com/greyatom/an-introduction-to-bag-of-words-in-nlp-ac967d43b428> (дата обращения: 23.03.2020).
 6. Мазаев А. Кластеризация текста с помощью K-means и TF-IDF [Электронный ресурс]. URL: <https://lambda-it.ru/post/klasterizatsiia-teksta-s-pomoshchiu-k-means-i-tf-i> (дата обращения: 23.03.2020).

Научное издание

Физика для Пермского края

Материалы региональной научно-практической конференции
студентов, аспирантов и молодых ученых

Выпуск 13

Издается в авторской редакции

Техническая подготовка и обработка материалов:
Н. Н. Картавых

Объем данных 30,5 Мб
Подписано к использованию 08.09.2020

Размещено в открытом доступе
на сайте www.psu.ru
в разделе НАУКА / Электронные публикации
и в электронной мультимедийной библиотеке ELiS

Издательский центр
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, Пермь, ул. Букирева, 15