

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 11



Пермь 2018

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

Физика для Пермского края [Электронный ресурс]: материалы регион. науч.-практ. конф. студ., асп. и молодых ученых / под общ. ред. Н. Н. Картавых; Перм. гос. нац. исслед. ун-т. – Электрон. дан. – Пермь, 2018. – Вып. 11. – 17 Мб. – Режим доступа: <https://elis.psu.ru/ident/978-5-7944-3134-6>. – Загл. с экрана.

ISBN 978-5-7944-3134-6 (вып. 11)
ISBN 978-5-7944-1699-2

Представлены материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, проходившей на базе Пермского государственного национального исследовательского университета 17 по 26 апреля 2018 г. Традиционно в конференции принимают 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 978-5-7944-3134-6 (вып. 11)
ISBN 978-5-7944-1699-2

© ПГНИУ, 2018

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

Захлевных А. Н. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой физики фазовых переходов;

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

Волынцев А. Б. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой физики твердого тела;

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

Поляков В. Б. – вр. и. о. зав. кафедрой компьютерных систем и телекоммуни-
каций;

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

Ученый секретарь конференции

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

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Булатов М. И., Волынцев А. Б., Азанова И. С.</i> Исследование оптических потерь в оптическом волокне при воздействии пониженных и повышенных температур.....	7
<i>Вахрушев А. С., Поносова А. А., Азанова И. С.</i> Разработка ВКР лазера с длиной волны излучения 1265 нм.....	13
<i>Кашина Р. Р., Поносова А. А., Азанова И. С., Волынцев А. Б., Смирнов А. С.</i> Модель одномодового световода, оптимизированного для передачи мощного лазерного излучения.....	17
<i>Кычкин Н. А.</i> Изготовление конусных линз на волоконных световодах с помощью полировки.....	21
<i>Сюткина Е. А., Спивак Л. В.</i> Исследование калориметрических эффектов при нагреве и охлаждении в двухкомпонентных сплавах с диаграммами состояния I, II и III рода.....	26
<i>Трушников Е. О., Спивак Л. В.</i> Некоторые особенности фазовых превращений в углеродистой стали У8.....	30
<i>Фадеев К. М., Созонов Н. С., Шевцов Д. И.</i> Волоконно-оптический датчик давления на основе интерферометра Фабри-Перо с температурной компенсацией на основе ВБР.....	35
<i>Чувызгалов А. А., Пономарев Р. С.</i> Методы ввода и вывода излучения в сферические оптические резонаторы.....	40
<i>Александрова В. Н., Ильин В. А.</i> Электроконвективные режимы слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе при нагреве сверху.....	44
<i>Ветрова Е. В.</i> Распространение заряда в плоском конденсаторе, заполненном слабопроводящей жидкостью, при наличии автономной инъекции и диффузии.....	50
<i>Демин Н. В., Петров Д. А.</i> Ориентационные переходы в суспензиях сегнетоэлектрических частиц на основе нематических жидких кристаллов.....	54
<i>Караваева А. К., Макаров Д. В.</i> Спиральная структура холестерического жидкого кристалла во вращающемся магнитном поле с эллиптической поляризацией.....	60
<i>Князева Л. И., Макаров Д. В.</i> Влияние параметра анизотропии потенциала поверхностного сцепления на поля ориентационных переходов в ферронематическом жидком кристалле.....	65
<i>Косков М. А., Пшеничников А. Ф.</i> Магнитная жидкость в переменном	

поле: диссипация энергии.....	71
<i>Кочев В. Д., Пшеничников А. Ф.</i> Взаимодействие квазисферического кластера с одиночной суперпарамагнитной частицей: численное моделирование.....	77
<i>Макурин А. В., Петров Д. А.</i> Индуцированная магнитным и гравитационным полями стратификация магнитной примеси в ферронематике.....	82
<i>Обогрелова М. Н., Ильин В. А.</i> Модулированные режимы электроконвекции слабопроводящей жидкости.....	88
<i>Павленко А. В.</i> Поиск цепочек и кластеров в разбавленных магнитных жидкостях: численное моделирование.....	93
<i>Рушинская К. С.</i> Электроконвективные режимы слабопроводящей жидкости при инъекции заряда.....	99
<i>Сокольчик Д. П., Макаров Д. В.</i> Трикритическое поведение ферронематика в электрическом поле при переходе в фазу магнитного насыщения.....	105
<i>Сятчихин А. А.</i> Дисперсия оптического вращения в нематико – холестерических смесях.....	110
<i>Титова Д. Д.</i> Колебания слабопроводящей жидкости под действием электрической и термогравитационной сил.....	114
<i>Чигорина Т. И., Ильин В. А.</i> Режимы электроконвекции слабопроводящей жидкости при разной инъекции заряда с катода.....	121
<i>Апкин А. Д., Циберкин К. Б.</i> Моделирование локализации электронов на дефектах одномерной решетки.....	125
<i>Володин И. В., Алабужев А. А.</i> Моделирование процесса обтекания тела с использованием метода решеточных уравнений Больцмана.....	128
<i>Газдалиев И. М., Долматова А. В., Голдобин Д. С.</i> Удельная площадь межфазной поверхности при интенсивном поверхностном кипении системы двух несмешивающихся жидкостей.....	134
<i>Галицын О. В., Алабужев А. А.</i> Использование вычислительного пакета OpenFOAM для моделирования поверхностных волн.....	139
<i>Кашина М. А.</i> Вынужденные колебания капли, зажатой между неоднородными подложками, в переменном электрическом поле.....	142
<i>Пьянников Н. П., Марьшев Б. С.</i> Двумерная конвекция в замкнутой области пористой среды при горизонтальной прокачке с учетом закупорки.....	146
<i>Глухов А. Ф., Гордеев И. М., Сидоров А. С.</i> Стратификация магнитной жидкости в гравитационном поле.....	152

<i>Сбоев И. О., Старцев А. А., Рыбкин К. А., Гончаров М. М.</i> Исследование структуры конвективного потока, создаваемого компактным источником тепла.....	155
<i>Ермолаева М. А., Ваганов М. В.</i> Классификация пользователей компьютерной игры по их внутриигровым действиям на основе многомерного нормального распределения.....	160
<i>Зарубин Д. С., Селетков И. П.</i> Реализация робастного управления плавным движением манипулятора с помощью нечёткой логики.....	165
<i>Истомина А. Р., Ваганов М. В.</i> Моделирование внутриигровых отношений на основе модели гистерезиса Прейзаха.....	169
<i>Каплан А. В., Селетков И. П.</i> Мобильное приложение «Помощь психолога».....	175
<i>Козьминых П. С., Ваганов М. В.</i> Использование сетей Байеса в реализации алгоритмов определения класса персонажа в играх жанра RPG.....	179
<i>Маякина А.С., Колчанов Н. В., Машкин С. В.</i> Использование системы компьютерного зрения для анализа результатов конвективного эксперимента с коллоидной магнитной жидкостью.....	185
<i>Никулин М. В., Ваганов М. В.</i> Моделирование взаимодействия магнитных частиц на гексагональной пространственной сетке.....	190
<i>Ханнанов Р. М., Поляков В. Б.</i> Система управления для релаксационной сенсорной комнаты.....	196
<i>Белых Н. Н., Маниуров А. В.</i> Цифровой измеритель ёмкости конденсаторов.....	200
<i>Вахрутдинова М. П., Маниуров А. В.</i> Электронный кодовый замок с временной перекодировкой.....	205
<i>Задворных А. А., Маниуров А. В.</i> Цифровой вольтметр.....	209
<i>Лунегов А. И., Маниуров А. В.</i> Разработка цифрового частотомера.....	215
<i>Чекменев Л. В., Маниуров А. В.</i> Разработка устройства для анализа стабильности напряжения USB порта.....	220

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОНИЖЕННЫХ И ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУР

М. И. Булатов^a, А. Б. Волынцев^a, И. С. Азанова^b

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

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

Исследованы оптические потери термостойкого оптического волокна с различными защитно-упрочняющими покрытиями при воздействии повышенных и пониженных температур. Приведены результаты испытаний двойных акрилатных и полиимидных защитно-упрочняющих покрытий.

Ключевые слова: оптические потери; оптическое волокно; температура

INVESTIGATION OF OPTICAL LOSSES IN OPTICAL FIBER UNDER INFLUENCE OF REDUCED AND INCREASED TEMPERATURES

M. I. Bulatov^a, A. B. Volyntsev^a, I. S. Azanova^b

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

^bPerm Scientific-Industrial Instrument Making Company, 25 October St. 106, 614990, Perm

Optical losses of heat-resistant optical fiber with various protective-hardening coatings under the action of increased and lower temperatures are investigated. The results of tests of double acrylate and polyimide protective-hardening coatings are presented.

Keywords: optical losses; optical fiber; temperature

Главная причина, ограничивающая применение оптического волокна (ОВ) в ряде областей, в частности в нефтегазовой и химической промышленности, а также в медицине, является недостаточная стойкость к воздействию температуры, определяемая в первую очередь свойствами защитно-упрочняющего покрытия (ЗУП). Оно обязано предохранять поверхность ОВ от механических повреждений и контактов с окружающей средой. Стандартные ЗУП (на основе двойного акрилата) позволяют использовать ОВ при температурах не выше 85°C. Впрочем, расширение границ применения ОВ требуют работы при температурах до 300°C и выше. Решением указанной проблемы является использование в качестве материала ЗУП полиимидов, которые обладают уникальной термической стойкостью [1].

Поскольку область и условия применения ОВ определяются термостойкостью ЗУП, весьма актуален поиск приемлемых методик определения температурных границ диапазона термической стабильности ЗУП [2]. Обычно испытания ОВ на термостойкость проводятся путем исследования целостности полимерной защитной оболочки и сравнения оптических по-

теперь после долговременной выдержки при определенной температуре нагревания или охлаждения.

Целью настоящей работы являлось исследование оптических потерь термостойкого оптического волокна с различными видами защитно-упрочняющего покрытия при воздействии повышенных и пониженных температур, на основе которого планируется разработать методику испытаний термостойкого оптического волокна.

В качестве исследуемых образцов в работе использовались следующие оптические волокна (ОВ):

- 1) ОВ с двойным акрилатным ЗУП, длиной 1.2 км;
 - 2) ОВ с отечественным полиимидным ЗУП, длиной 1.29 км.
- Проведен опыт по оптической схеме, представленной на рис. 1.

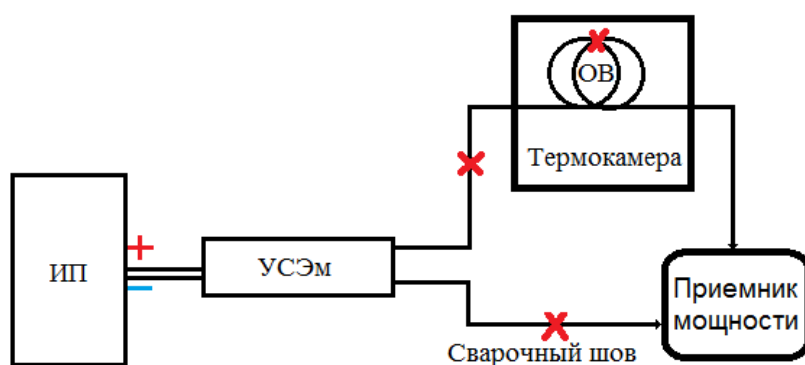


Рис. 1. Оптическая схема ОВ: ИП – источник питания, УСЭм – усилитель спонтанной эмиссии, приемник мощности EXFO FTB-1, термокамера MS-80-01; красными крестиками изображена сварка ОВ

1) Для испытания ОВ с двойным акрилатным ЗУП проведено исследование оптического волокна «Панда Стабильность» при воздействии температуры в диапазоне -70°C – 300°C . Полученные результаты приведены на рис. 2 и 3.

Из графика на рис. 2 видно, что УСЭм работает стабильно, отклонения мощности не превышают 1% от среднего значения, а также не входят в пределы погрешности измерительного прибора Santec PEM-330 (± 0.02 мВт). При охлаждении оптического волокна в диапазоне температур от -55°C до -70°C наблюдается прирост оптической мощности, что характерно для серийного оптического волокна «Панда Стабильность».

На рис. 3 изображена зависимость наведенных оптических потерь (прироста) ОВ от времени при используемом термоцикле. При воздействии максимальной температуры $+300^{\circ}\text{C}$ на протяжении 4 часов, оптические потери в волокне не превышают 0.43 дБ/км. Для термостойкого оптического волокна, как писалось ранее, прирост оптических потерь при воздействии температуры 300°C не должен превышать 0.40 дБ/км. Таким образом, можно говорить, что рабочая схема постановки эксперимента работает корректно и её можно использовать в дальнейшем.

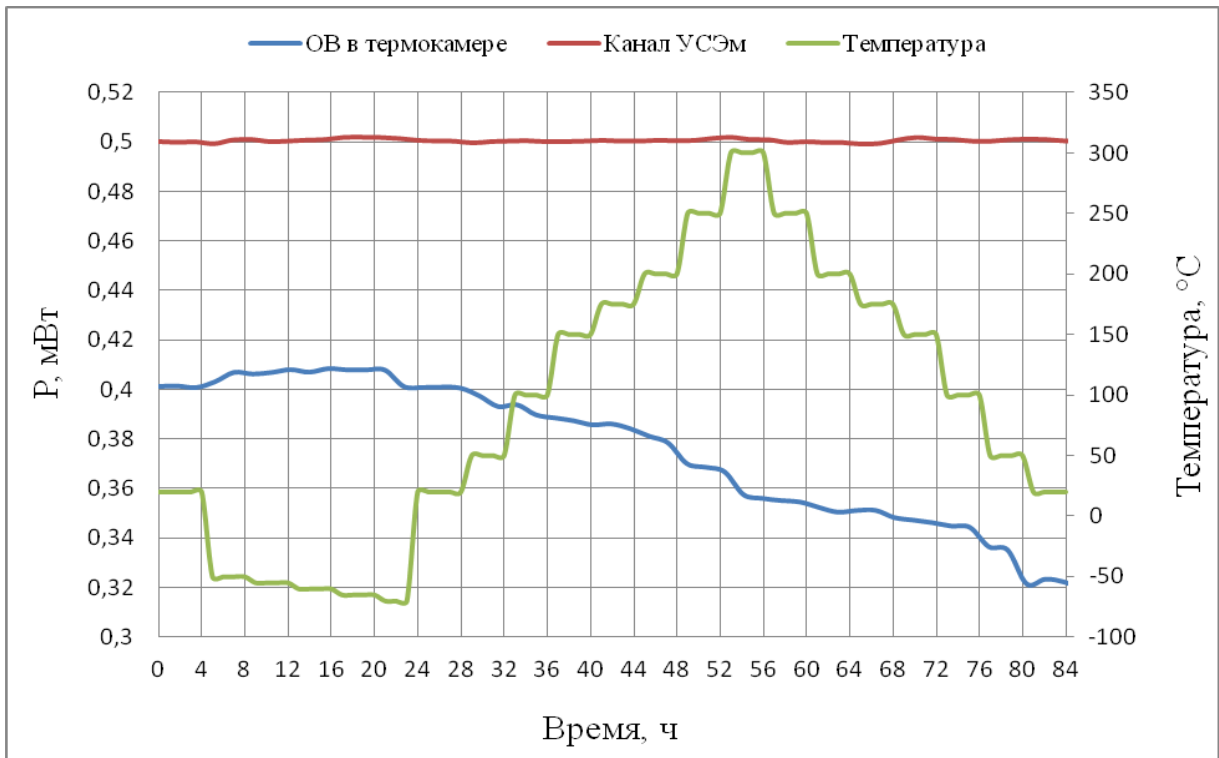


Рис. 2. Испытание ОВ «Панда Стабильность» при термоциклировании в диапазоне температур от $-70\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+300\text{ }^{\circ}\text{C}$: красная линия – сигнал с канала УСЭМ, показывающий, что УСЭМ стабилен на протяжении всего испытания; синяя линия – сигнал с ОВ, помещенного в термокамеру; зелёная линия – изменение температуры от времени

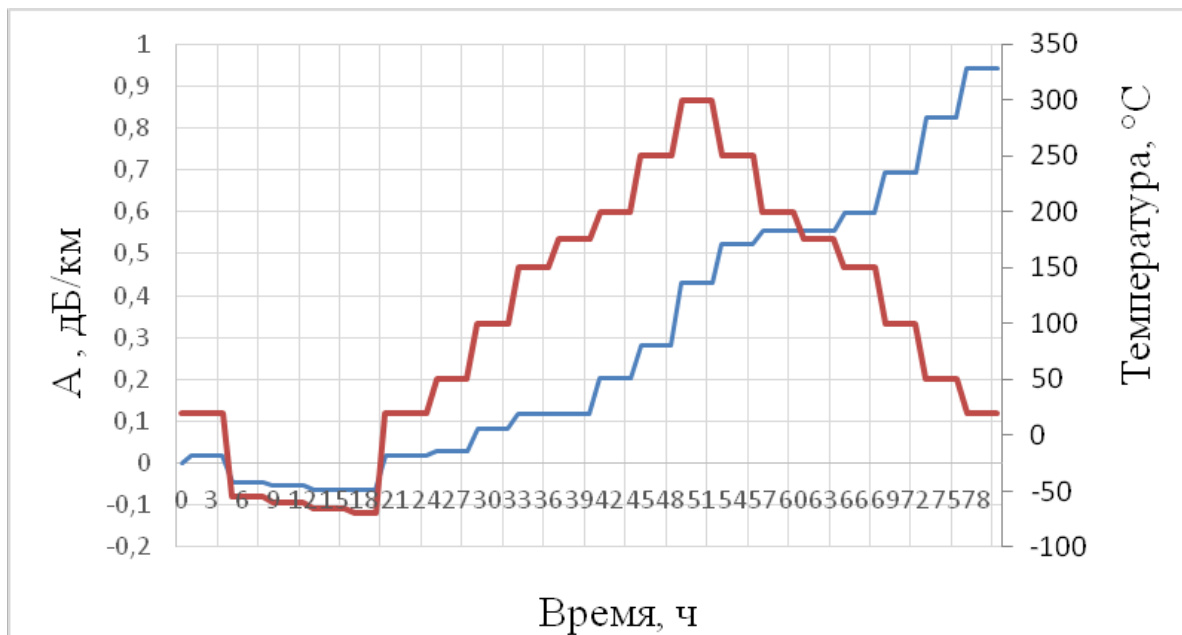


Рис. 3. Прирост оптических потерь (A , дБ/км) ОВ во время термоциклирования

Тем не менее, при охлаждении ОВ после воздействия температуры 300°C (рис. 2), релаксация оптических потерь не наступает. Возможно, это связано с тем, что при такой температуре происходило разложение ЗУП, так как после термоцикла ЗУП имел черный цвет (рис. 4). Разложения можно избежать, если использовать инертную атмосферу или защитный полимер кабеля.



Рис. 4. Внешний вид ОВ после (слева) и до (справа) проведения эксперимента (свободная намотка ОВ $d=15.5$ см, длина ОВ 1.2 км)

На рис. 5 изображена рефлектограмма ОВ, по которой определяют оптические потери в ОВ по всей длине. Ровность линии на рефлектограмме говорит о том, что волокно не имеет механических повреждений и дефектов в своей структуре. Тем не менее, оптические потери после проведения всех экспериментов составили 5.45 дБ/км (перед экспериментом оптические потери в волокне составляли 1.3 дБ/км).

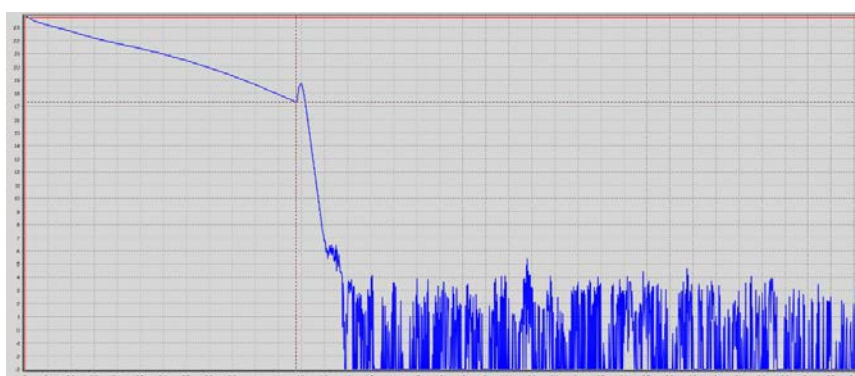


Рис. 5. Рефлектограмма ОВ

Собрана оптическая схема для исследования оптического волокна при воздействии предельных температур. Данная оптическая схема подходит для определения оптических потерь при воздействии предельных температур.

Разложение акрилатного ЗУП произошло в первом эксперименте при повышении температуры до 300°C . Выяснилось, что выдержки при нормальных климатических условиях после воздействия 300°C в течение 4 часов недостаточно, т.к. именно в первом эксперименте прирост оптических потерь максимален и поведение кривой оптических потерь говорит о том, что они могли возрастать. В этом причина разницы теоретических (1.77 дБ/км) и фактических (5.5 дБ/км) измерений оптических потерь.

2) Рассмотрим ОВ с отечественным полиимидным ЗУП. Оптические потери перед началом эксперимента составляли 0.42 дБ/км. ОВ выдерживали по 8 часов на конкретных температурах и выдержкой 24 ч после охлаждения на температуре 20°C .

График зависимости оптических потерь от времени при воздействии температур от 20°C до 300°C представлен на рис. 6. Из этого графика видно, что оптические потери не превысили 0.5 дБ/км на всем температурном диапазоне. Кроме этого при 100°C наблюдается восстановление оптических потерь на всем диапазоне выдержки 8 часов, так как далее последовал, нагрев до температуры 200°C .

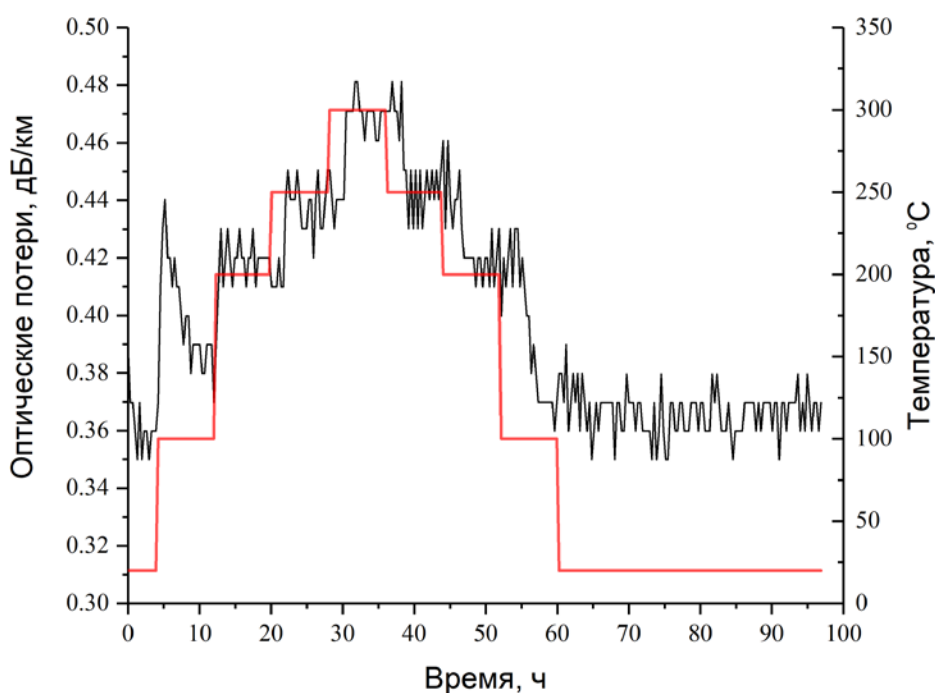


Рис. 6. График оптических потерь и температуры от времени, красной линией показан термоцикл

После проведения эксперимента ОВ было передано в лабораторию для измерения оптических потерь на рефлектометре. Оптические потери составили 0.35 дБ/км это связано с тем, что ОВ до испытаний было намотано на катушку, а затем его сняли, перемотали и отдали в свободной намотке.

На рис. 7 показан внешний вид полиимидного покрытия до и после проведения эксперимента в термокамере.



Рис. 7. Внешний вид оптического волокна «до» и «после» испытания

Проведен эксперимент с оптическим волокном с полиимидным защитно-упрочняющим покрытием. Максимальные оптические потери составили 0.48 дБ/км при температуре 300°C это связано с «растяжением» оболочки при выходе на максимальную температуру на которую рассчитано полиимидное покрытие, минимальные потери соответственно 0.43 дБ/км при нормальных климатических условиях.

Список литературы

1. *Biswas D. R.* Characterization of polyimide-coated optical fibers // *Optical Engineering*. 1991. Vol. 30 (6). P.772–775.
2. *Бурков В. Д., Иванов Г. А.* Физико-технологические основы волоконно-оптической техники: учебное пособие. М.: Изд-во Московского государственного университета леса, 2007. 222 с.

РАЗРАБОТКА ВКР ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ИЗЛУЧЕНИЯ 1265 НМ

А. С. Вахрушев^а, А. А. Поносова^б, И. С. Азанова^б

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

^бПАО Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
614990, Пермь, 25 Октября, 106

В данной статье рассмотрена возможность разработки лазера основанного на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) на длине волны излучения 1265 нм. Определено несколько оптимальных оптических схем для построения ВКР лазера. Установлена эффективность иттербиевого лазера для накачки германосиликатного волокна. Выявлена эффективность ВКР преобразования двух каскадов германосиликатного оптического волокна. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что создание ВКР лазера с длиной волны и излучения 1265 нм возможно, но в случае использования мощного иттербиевого лазера с длиной волны излучения 1125 нм эффективность лазера значительно меньше мощности лазера с длиной волны излучения 1083 нм.

Ключевые слова: вынужденное комбинационное рассеяние; иттербиевый лазер; ВКР лазер 1265 нм

DEVELOPMENT RAMAN FIBER LASER AT WAVELENGTH 1265 NM

A. S. Vakhrushev^а, A. A. Ponosova^б, I. S. Azanova^б

^аPerm State University, 15 Bukirev St., 614990, Perm

^бPerm Scientific-Industrial Instrument Making Company,
25 October St. 106, 614990, Perm

In this paper, we consider the possibility of developing a laser based on the effect of stimulated Raman scattering at a wavelength of 1265 nm. Several optimal optical schemes for the construction of an SRS laser are determined. The efficiency of an ytterbium laser for pumping germanosilicate fiber has been established. The efficiency of stimulated Raman scattering of two germanosilicate cascades is revealed. On the basis of the results obtained, it can be concluded that the creation of an SRS laser with a wavelength and radiation of 1265 nm is possible, but in the case of using a powerful ytterbium laser with a wavelength of 1125 nm, the efficiency of the laser is much smaller than the laser power with a radiation wavelength of 1083 nm.

Keywords: stimulated Raman scattering; ytterbium fiber laser; Raman fiber laser at wavelength 1265 nm

Данная разработка лазера актуальна для медицинских целей, в фотодинамической терапии (ФДТ), т.к. длина волны излучения 1265 нм соответствует спектру поглощения молекулярного кислорода, что

переводит его в синглетный кислород [1–3]. Молекулы синглетного кислорода могут оказаться важнейшими регуляторами клеточной жизнедеятельности, существенно определяющими механизм инициации апоптоза (процесс клеточной гибели). Для инициирования оксидативного стресса в ткани солидной злокачественной опухоли [3], инициации гибели опухолевых клеток, при экспериментальном раке шейки матки [4]. Изучение механизмов внутриклеточного оксидативного стресса при облучении раковых клеток линии HELA [5]. Более строгая формулировка

Для осуществления данной задачи необходимы оптические компоненты для сборки схем. В зависимости от волокна, с помощью которого произойдет сдвиг длины волны (германосиликатное, фосфоросиликатное) будет изменяться количество и характеристики волоконных брэгговских решеток (ВБР), которые используются для стабилизации и изменения длины волны лазеров

На рис. 1 представлена схема фосфоросиликатного ВКР-лазера с длиной волны излучения 1265 нм. Накачиваем фосфоросиликатное оптическое волокно иттербиевым лазером с длиной волны 1083 нм (рис. 2). Так как данная длина волны является самой эффективной и соответствует пику люминесценции иттербия. Возможно также использование других длин волн в рамках границ люминесценции иттербиевых волокон. В частности, для накачки германосиликатного оптического волокна, при условии, что ВКР лазер будет иметь два каскада, нужен иттербиевый лазер с длиной волны излучения 1125 нм для получения ВКР лазера с длиной волны излучения 1265 нм (рис. 3).

Опираясь на статью [6] в которой представлена эффективность ВКР лазера (в составе три каскада германосиликатного оптического волокна) составляет 46%, в лучшем случае из аналитических расчетов, по сравнению с одним фосфоросиликатным каскадом, эффективность которого составит 61% (рис. 1). Обусловлены данные потери количеством каскадов, кроме того ВБР вносят избыточные потери, что снижает эффективность преобразования излучения.

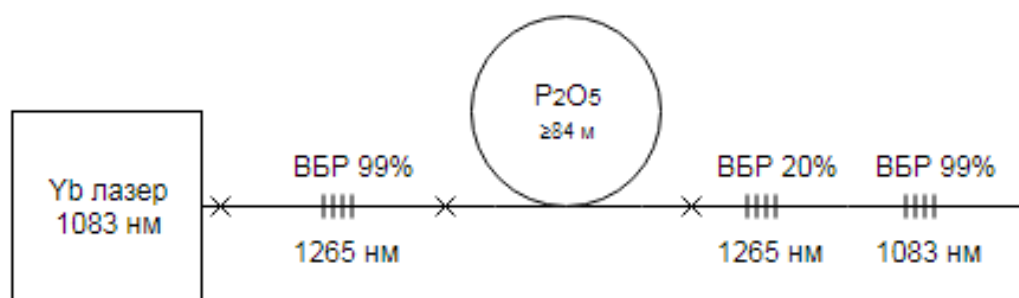


Рис. 1. Схема ВКР-лазера на фосфоросиликатном волокне

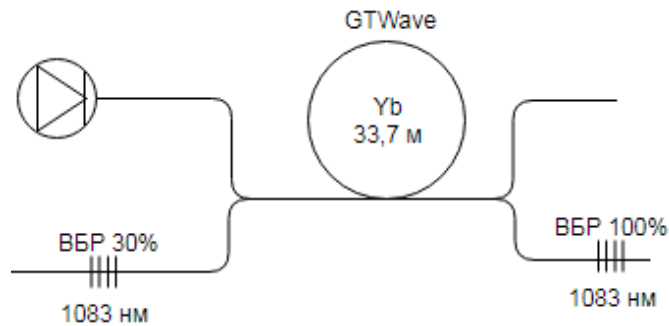


Рис. 2. Схема иттербиевого лазера на 1083 нм

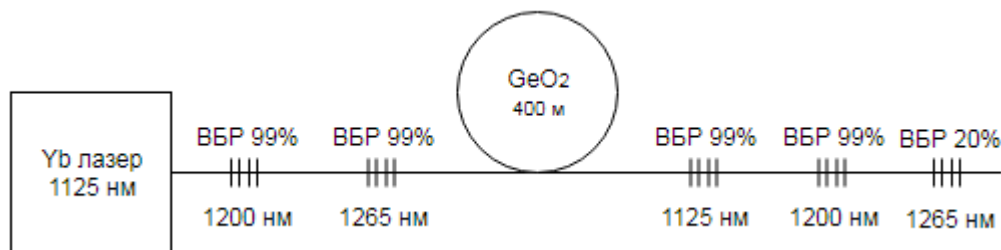


Рис. 3. Схема ВКР-лазера на германосиликатном волокне, ВБР 99% – коэффициент отражения близкий к заперанию, а ВБР 20% [7]

Оптимальная длина контура фосфоросиликатного волокна составила 176 м исходя из данных представленных в [5] при условии, что оптические потери при 1088 нм и 1265 нм будут равны 1.45 и 0.92 дБ/км. При увеличении оптических потерь фосфоросиликатного волокна (3.0 и 1.9 дБ/км) длина контура сократиться до 84 м, но теоретическая эффективность снизится примерно на 15%. Следовательно, оптимальная длина зависит от оптических потерь обратно пропорционально, чем меньше длина, тем больше потери, а зависимость эффективности схемы падает при увеличении потерь.

Оперируя экспериментальными данными, эффективность ВКР преобразования при накачке двух каскадов германосиликатного волокна иттербиевым лазером с длиной волны излучения 1125 нм составила 21%, т.к. ВКР преобразование это нелинейных эффект, то при увеличении мощности накачки эффективность данных каскадов увеличится. Для увеличения мощности накачки, а значит, мощности иттербиевого лазера на 1125 нм на надо увеличивать мощность лазерного диода. Но при увеличении мощности лазерного диода в иттербиевом лазере на 1125 нм может возникнуть второе излучение на длине волны 1083 нм, т.к. это максимум излучения иттербия, вследствие этого эффективность лазера с 1125 нм уменьшится. При мощности лазерного диода 10 Вт эффективность иттербиевого лазера 70%, а при мощности лазерного диода 25 Вт – 68%.

Сравнивая экспериментальные данные и теоретические, ВКР на двух каскадах германосиликатного оптического волокна будет эффективнее трех каскадов такого же волокна. Наиболее удачное техническое решение

является ВКР-лазер с фосфоросиликатным каскадом, хотя германосиликатное волокно доступнее, так как используется в телекоммуникациях. Однако, эффективность ВКР лазера с фосфоросиликатным каскадом выше, чем ВКР лазер с двумя или тремя каскадных германосиликатного волокна. Исходя из теории, фосфоросиликатного волокна требуется намного меньше (более чем в 2 раза) и количество ВБР требуется меньше, т.к. ВКР преобразование фосфоросиликатного оптического волокна больше преобразования германосиликатного (почти в 3 раза). Так же опираясь на [3, 4] при увеличении дозы излучения ВКР лазера морфометрические показатели опухолевой ткани изменяются в лучшем направлении (использовался лазер 5.5 Вт), следовательно, нужно достигать мощности большей, чем 5.5 Вт.

Список литературы

1. Sokolovski S. G., Zolotovskaya S. A., Goltsov A., Pourreyron C., South A. P., Rafailov E U. Infrared laser pulse triggers increased singlet oxygen production in tumour cells // Scientific Reports. 2013. Vol. 3. P. 3484.
2. Anquez F., El Yazidi-Belkoura I., Randoux S., Suret P., Courtade E. Cancerous cell death from sensitizer free photoactivation of singlet oxygen // Photochem. Photobiol. 2012. Vol. 88. P. 167–174.
3. Генинг Т. П., Воронова О. С., Долгова Д. Р., Абакумова Т. В., Золотовский И. О., Шолохов Е. М., Курков А. С., Генинг С. О. Анализ эффективности использования непрерывного лазерного излучения с длиной волны 1265 нм для инициирования оксидативного стресса в ткани солидной злокачественной опухоли // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 9. С. 805–807.
4. Генинг Т. П., Воронова О. С., Курков А. С., Шолохов Е. М. К возможности использования ВКР лазера при экспериментальном раке шейки матки // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. 2013. Т. 15. № 4 (3). С. 736–738.
5. Антонова А. В., Глуценко Е. С., Золотовский И. О., Курков А. С., Саенко Ю. В., Светухин В. В. Изучение механизмов внутриклеточного оксидативного стресса при облучении ВКР-лазером с рабочей длиной волны 1265 нм раковых клеток линии HELA // Прикладная фотоника. 2014. № 2. С. 184–122.
6. Буфетов И. А., Дианов Е. М. Простая аналитическая модель непрерывного многокаскадного ВКР-лазера на волоконном световоде // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 10. С. 873–877.
7. Курков А. С., Шолохов Е. М. и др. Волоконные лазеры: принципы построения и основные свойства. Ульяновск: Изд. центр УлГУ, 2012. 184 с.

МОДЕЛЬ ОДНОМОДОВОГО СВЕТОВОДА, ОПТИМИЗИРОВАННОГО ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Р. Р. Кашина^{a,b}, А. А. Поносова^a, И. С. Азанова^{a,b,c},
А. Б. Волынцев^b, А. С. Смирнов^c

^aПАО Пермская научно-производственная приборостроительная компания,
614990, 25 Октября, 106

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

^cПермский национальный исследовательский политехнический
университет, 614990, Пермь, Комсомольский проспект, 29

Для создания мощных волоконных лазеров необходимы одномодовые на рабочей длине волны активные световоды с увеличенным диаметром поля основной моды. В данной работе представлены результаты моделирования волноводных свойств волокон с увеличенным диаметром поля основной моды. Показано, что одномодовые световоды с оптимизированным профилем показателя преломления обеспечивают достаточную устойчивость к изгибам при диаметре сердцевины 30 мкм.

Ключевые слова: иттербиевые световоды; волоконные лазеры; одномодовые световоды

DEVELOPMENT AND INVESTIGATION OF SINGLE-MODULAR ITERBIUM DOPED FIBERS OPTIMIZED FOR POWER LASERS

R. R. Kashina^{a,b}, A. A. Ponosova^a, I. S. Azanova^{a,b,c},
A. B. Volyntsev^b, A. S. Smirnov^c

^aPerm Scientific-Industrial Instrument Making Company,
25 October St. 106, 614990, Perm

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

^cPerm National Research Polytechnic University,
Komsomolsky Pr. 29, 614990, Perm

To create high-power fiber lasers, high-power technologies are required. In this paper, we present the results of modeling the waveguide properties of fibers with an increased field diameter of the main modes. It is shown that single-mode fibers with an optimized refractive index profile have sufficient resistance to bending with a core diameter of 30 μm .

Keywords: ytterbium fibers; fiber lasers; single-mode fibers

Мощные волоконные лазеры на основе иттербиевых световодов востребованы в науке, военной технике, а также во многих отраслях промышленности [1]. Препятствием для генерации мощного лазерного излучения и его передачи на расстояния порядка нескольких десятков метров является появление нежелательных нелинейных эффектов [2],

которые могут быть решены с помощью разработки волоконных световодов с увеличенным диаметром поля основной моды.

Увеличение размера поля моды и сохранение одномодового режима распространения излучения по световоду возможно при одновременном увеличении геометрических размеров световедущей сердцевины и уменьшении разницы показателей преломления сердцевины и оболочки. Так, например, после проведения моделирования профиля показателя преломления (ППП), методология которого описана ниже, можно сделать краткий вывод: для ступенчатого профиля показателя преломления, чтобы получить одномодовый режим распространения излучения на длине волны 1 мкм и более, то Δn должно быть не более 0,0002 для диаметра сердцевины 30 мкм и не более 0,002 для диаметра сердцевины 10 мкм (рис. 1). Однако в световодах с такой конструкцией возникают колоссальные изгибные оптические потери, которые делают передачу излучения по световоду невозможной.

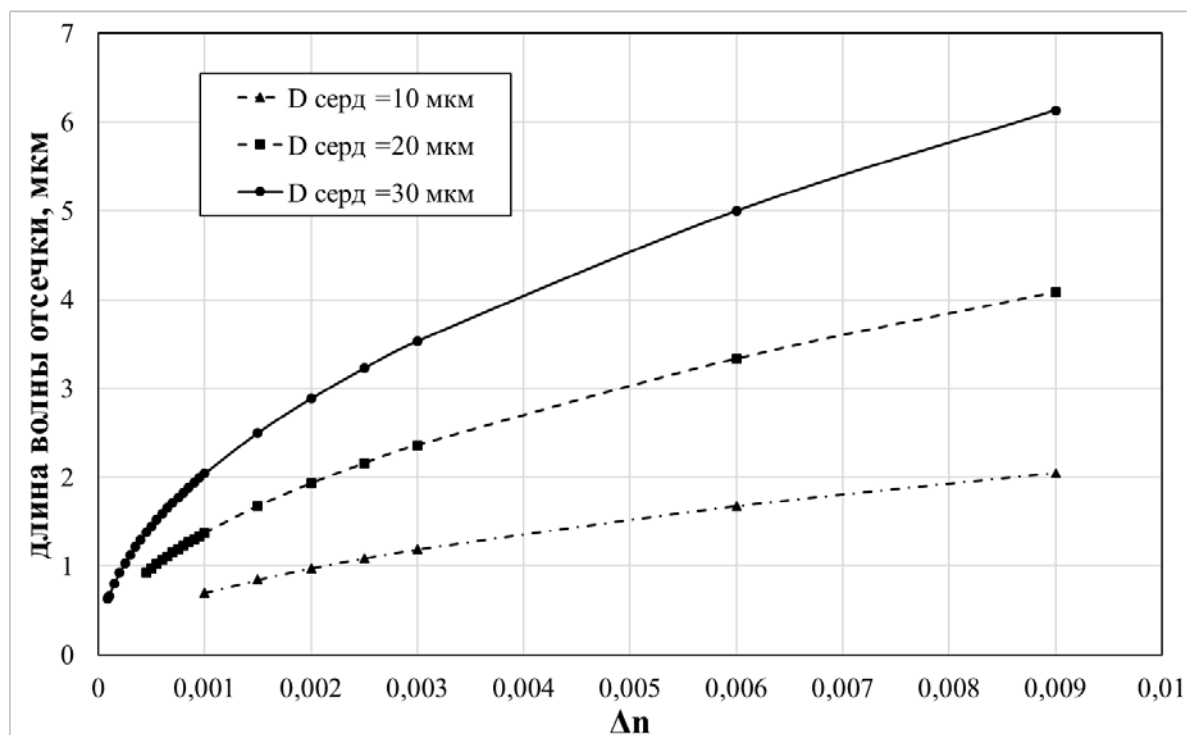


Рис. 1. Изменение длины волны отсечки в зависимости от Δn

Известны работы [3, 4] по созданию и исследованию световодов с большим диаметром поля основной моды, устойчивых к изгибным потерям. Устойчивость достигается за счет создания сложной формы ППП. Среди данных ППП наиболее легкорезализуемым для изготовления можно отметить модели с дополнительными провалами, как продемонстрировано в работах [5, 6, 7] (рис. 2).

Целью данной работы является моделирование и оптимизация световодов с большим размером поля основной моды с дополнительным провалом и с длиной волны отсечки 950 ± 50 нм.

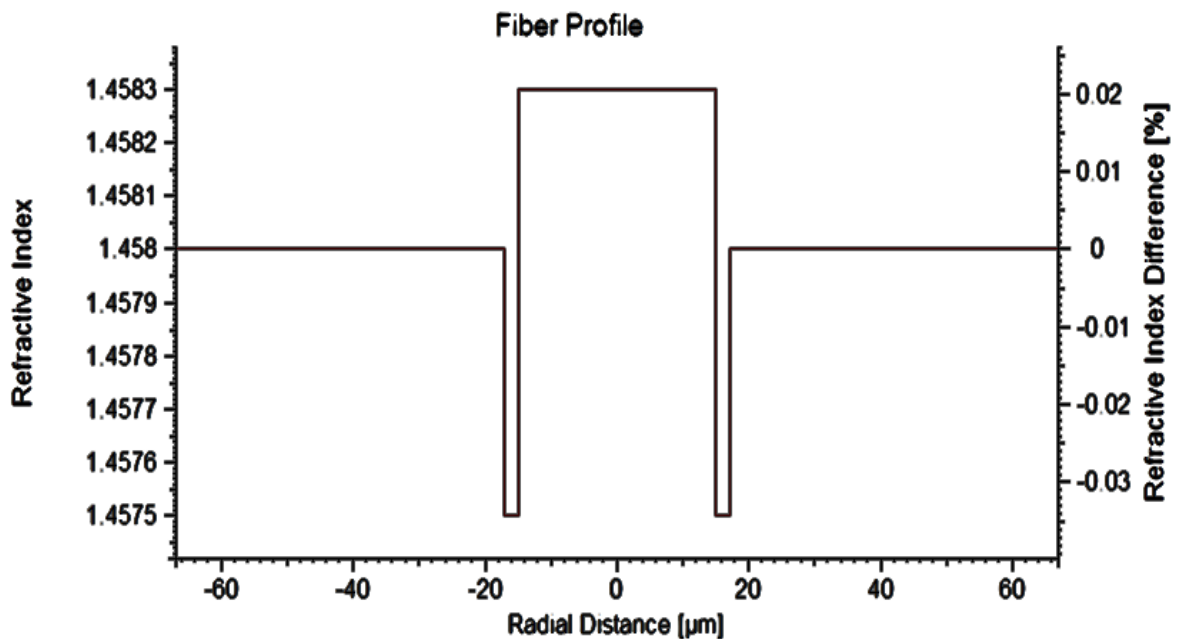


Рис. 2. Профиль показателя преломления с дополнительным провалом у сердцевины

Моделирование проводилось в программном обеспечении (ПО) Optiwave. Данное ПО предназначено для моделирования параметров оптических волокон исходя из профиля показателя преломления и материального состава оптических волокон. Так же ПО способно сочетать численные методы решения мод для волокна с расчетными моделями для групповой задержки, дисперсии групповой скорости, эффективной площади моды, потерь, поляризационной дисперсии мод, эффективной нелинейности и т.д. Среди функций можно особенно выделить его способность предсказывать, как любое анализируемое волокно может быть оптимизировано в зависимости от цели проектирования, например, волокно с маленькими изгибными потерями, рабочей длиной волны отсечки и максимальной площадью поля моды.

Диаметр сердцевины и показатель преломления оболочки в моделях были постоянными: диаметр сердцевины составлял 30 мкм, показатель преломления оболочки равнялся 1.458 (SiO_2). Проведено теоретическое исследование изменения длины волны отсечки и изгибных потерь на рабочей длине волны иттербиевых лазеров (1080 нм) в зависимости от параметров провала (ширины и глубины), а также в зависимости от показателя преломления сердцевины.

Для оптимизированного ППП минимальные потери при изгибе диаметром 30 см составили 2.2 дБ/м. Как видно из рис. 3, при уширении провала длина волны отсечки уменьшаются до некоторого предела, как и изгибные потери. Последующее увеличение ширины провала приводит к появлению мод более высокого порядка.

Таким образом в работе представлен предпочтительный профиль показателя преломления с провалом у сердцевины. Следует отметить, что

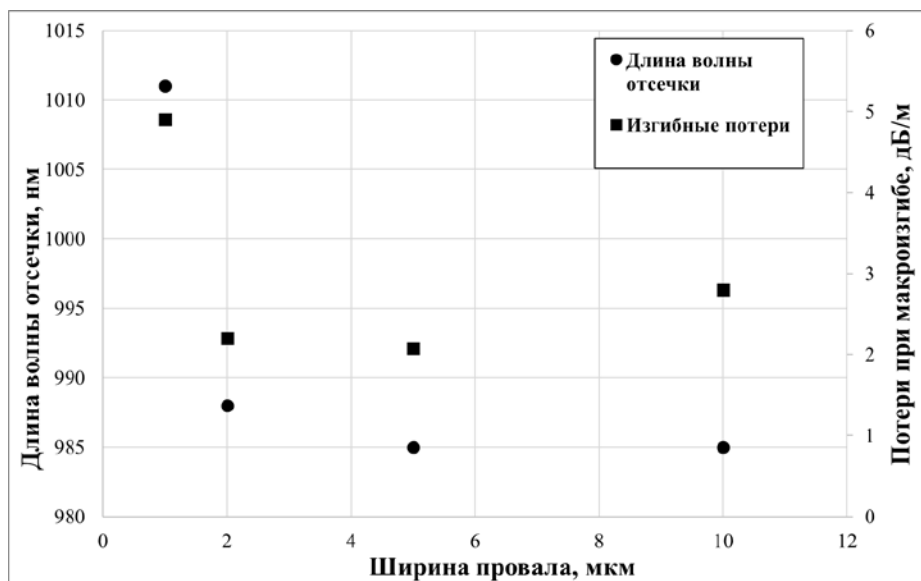


Рис. 3. Зависимость изменения длины волны отсечки и изгибных потерь с изменением ширины провала

для достижения поставленных выше задач можно так же рассматривать ППП других видов (например, ППП волоконных брэгговских световодов).

Список литературы

1. Курков А. С. Волоконные лазеры: принципы построения и основные свойства // Ульяновск. Издательский центр УлГУ, 2012. 184 с.
2. Устимчик Е. В. Исследование оптических свойств одномодовых активных и пассивных волокон с большим эффективным размером поля моды // Автореферат на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М: Изд-во МФТИ. 2014. 23 с.
3. Galvanauskas A. High Power Fiber Lasers // Optics & Photonics News. 2004. Vol. 15 (7). P. 42–47.
4. Kawakami S. Characteristics of a doubly clad optical fiber with a low-index inner cladding // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1974. Vol. 10 (12). P. 879–887.
5. Maitreyee S., Sourav Das C., Debasis P., Atasi P., Mrinmay P., Ranjan S. Yb-doped Pedestal Aluminosilicate Fiber through Vapor Phase Doping for High Power Laser Applications // Photonics Technology Letters. 2016. Vol. 28 (9). P. 1022–1025.
6. Bobkov K., Andrianov A., Koptev M. et al. Sub-MW peak power diffraction-limited chirped-pulse monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier // Optics Express. 2017. Vol. 25. N. 22. P. 26958–26972.
7. Yingbo C., Yu Y., Yunxiu M., Nengli D., Jinyan L., Luyun Y. Yb³⁺ doped large core silica fiber based on glass phase-separation technology // Optics Letters. 2016. Vol. 41. N. 6. P. 1225–1228.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ КОНУСНЫХ ЛИНЗ НА ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С ПОМОЩЬЮ ПОЛИРОВКИ

Н. А. Кычкин

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

В настоящее время в связи с развитием новых направлений в области фотонных технологий появилась необходимость в производстве линзованных волоконных световодов (ВС). Данная работа посвящена изготовлению конусных линз на волоконных световодах с помощью полировки. В данной работе дается информация об установке для получения линзованных ВС, а также обсуждаются результаты измерения получившихся линзованных ВС.

Ключевые слова: конусные линзы; линзованные ВС; метод полировки

PRODUCTION OF LENSED FIBERS BY POLISHING

N. A. Kychkin

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

Currently, there was a need for the production of fiber microaxicons (FM) in connection with the development of new directions in the field of photonics technologies. This work is devoted to the production of FM by polishing. In this work we have information about the production of FM and results of measurements parameters these FM.

Keywords: fiber microaxicons; linsed fiber; polishing method

Линзованные волоконные световоды – это оптические компоненты, которые состоят из ВС и линзы, формируемой на торце этого световода. Наиболее распространены линзованные ВС, конец которых имеет форму конусной линзы, это связано со сферами применения, а также простотой изготовления таких линз. На рис. 1 приведен пример линзованного ВС с конусной линзой на торце.

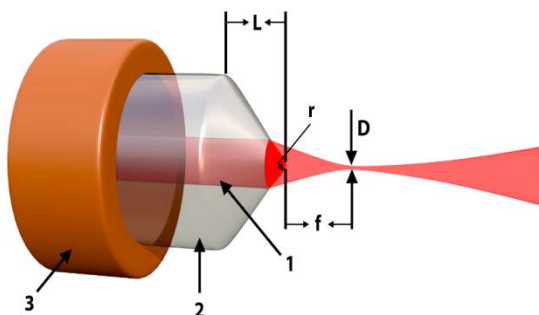


Рис.1. Пример линзованного ВС с конусной линзой на торце: 1 – сердцевина ВС, 2 – оболочка ВС, 3 – защитно-упрочняющее покрытие, L – длина конусного участка, f – фокусное расстояние, D – диаметр поля моды (ДПМ), r – радиус кривизны линзы

В методе полировки линза получается в результате контролируемого стачивания торца ВС на полировальном диске. Принципиальная схема полировки представлена на рис. 2.

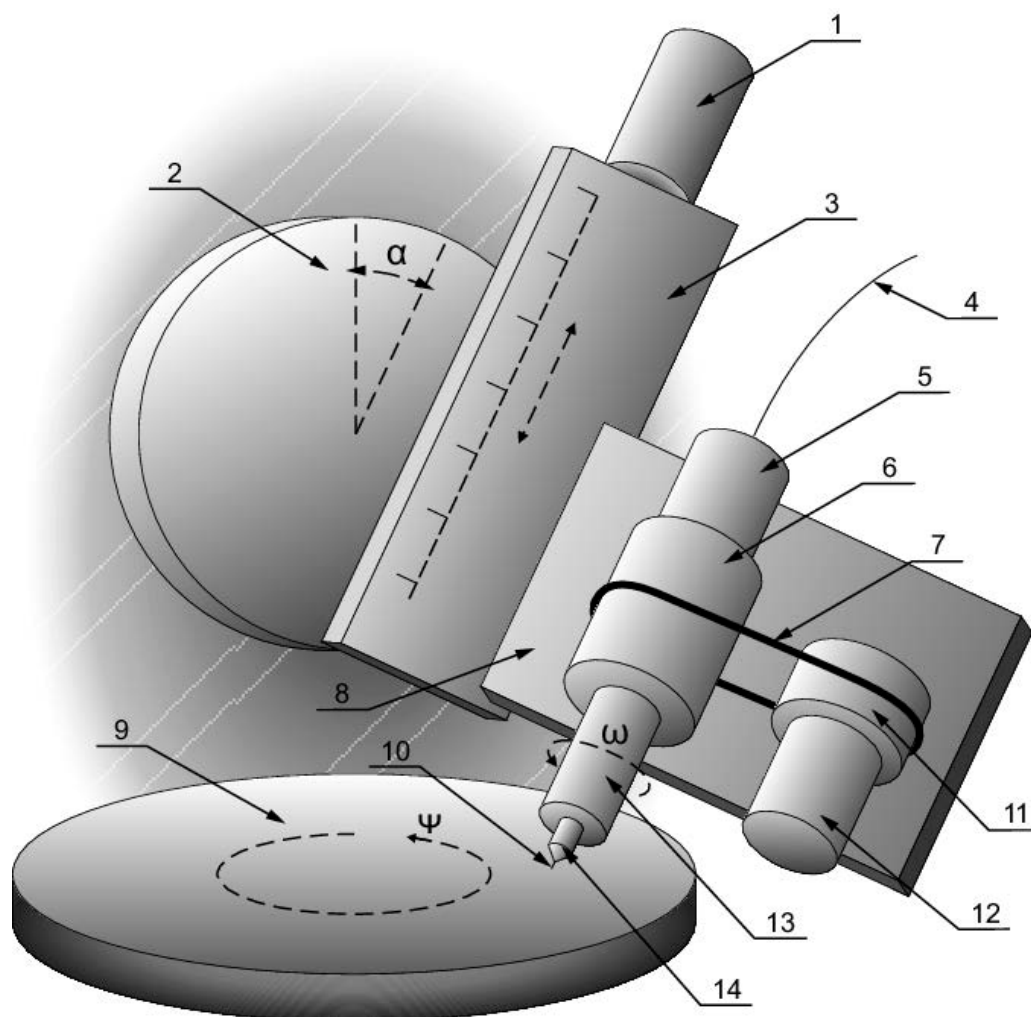


Рис.2. Схема метода полировки: 1 – винт регулировки прижатия ВС, 2 – позиционер выставления угла наклона ВС, 3 – позиционер выставления положения ВС в вертикальной плоскости, 4 – ВС, 5 – магнитный фиксатор ВС, 6 – вал передачи вращения ВС, 7 – ременная передача вращения, 8 – пластина-держатель оснастки, 9 – полировальный диск, 10 – ВС, 11 – шкив, 12 – коллекторный двигатель постоянного тока с редуктором, 13 – неподвижная часть, 14 – феррула

На рис 3. представлена собранная установка, на которой осуществлялся процесс полировки в данной работе.

Для изготовления конусных линз на ВС методом полировки использовалось одномодовое оптоволокно SMF-28 с диаметром сердцевины 8.2 мкм, диаметром оболочки 125 мкм и диаметром защитно-упрочняющего покрытия (ЗУП) 250 мкм [1].

На рис.4 представлены фотографии с камеры технического зрения до момента полировки (рис.4 (1)) и в момент полировки (рис.4 (2)).



Рис. 3. Установка Krell Tech - Flex Wave guide Polisher с установленной оснасткой

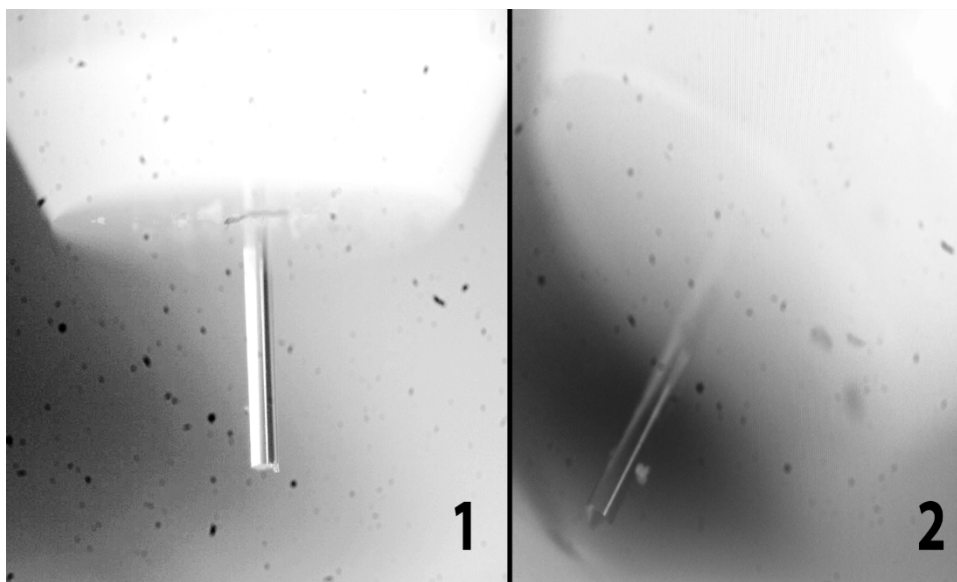


Рис. 4. Фотографии, сделанные с помощью камеры технического зрения в процессе полировки

После изготовления, для контроля качества поверхности, проверки на симметричность и для измерения угла при вершине конуса, результат смотрелся с помощью технического зрения аппарата для сварки ВС «FujikuraFSM-100P» (рис. 5).

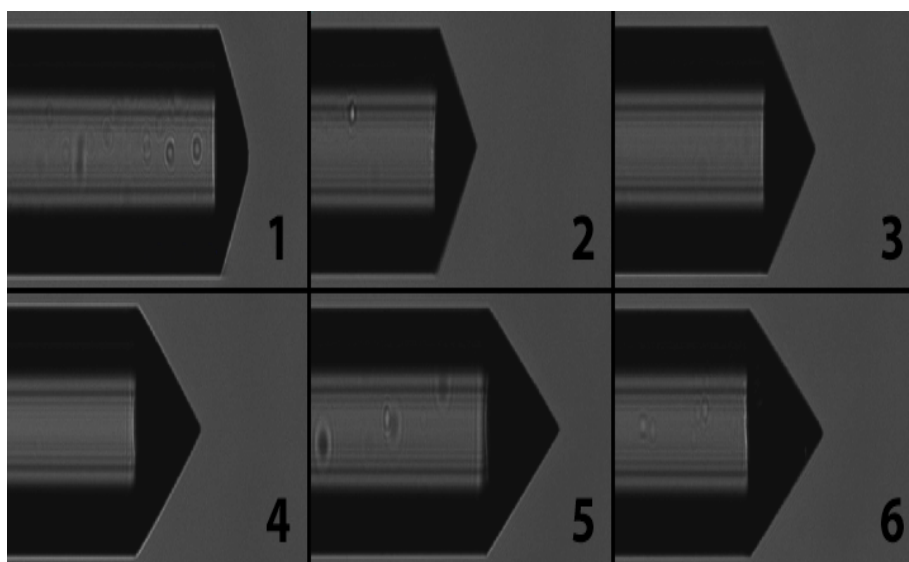


Рис. 5. Фотографии получившихся конусных линз, с углом при вершине:
1) 136°; 2) 130°; 3) 120°; 4) 104°; 5) 98°; 6) 96°

У получившихся линзованных ВС был измерен ДПМ в ближнем поле методом поперечного сдвига. Результаты измерений представлены в табл. 1.

Табл. 1. Результаты измерений

Тип линзы	110°		100°		90°		90° (оплавленные)	
	Y	Z	Y	Z	Y	Z	Y	Z
ДПМ вдоль Y, Z в мкм	2.91	2.93	2.53	3.60	2.39	2.51	3.44	2.57
	3.49	4.13	2.63	3.83	1.99	2.61	3.44	2.93
Средний ДПМ вдоль Y, Z, в мкм	3.20	3.62	2.58	3.72	2.19	2.56	3.44	2.75
Средний ДПМ, в мкм	3.41		3.15		2.38		3.09	

В работе была рассмотрена проблематика изготовления линзованных ВС. Были изготовлены образцы конусных линз и сделаны замеры ДПМ сфокусированного пучка. Из получившихся результатов вытекают следующие выводы:

1. Удалось получить конусные линзы методом полировки, с углом при вершине от 140° до 90°. При этом не всегда удавалось получить линзы с нужной симметрией, это могло быть связано как с человеческим фактором, так и с особенностью установки. Проблема симметрии решается с помощью последующего электродугового оплавления, это было проверено на практи-

ке. Последующее электродуговое оплавление также создает дополнительный радиус кривизны линзованного ВС, что в свою очередь может благоприятно повлиять на его параметры. Дополнительный радиус кривизны, как было показано выше, можно сформировать с помощью полировки с нанесением полимера. Также проблему симметрии частично можно было бы решить с помощью автоматизации установки с возможностью задания точных параметров работы, например, с ПК. Такая автоматизация могла бы решить проблему получения других форм линзованных ВС, например, если бы такая установка обладала достаточной точностью выставления параметров, то например, можно было бы получить гиперболическую форму поверхности линзованного ВС.

2. Из анализа результатов ДПМ представленных в табл. 1 можно сделать вывод, что ДПМ сфокусированного пучка растет с увеличением угла при вершине конуса линзованного ВС. Также можно сказать, что оплавление изменило ДПМ линзованного ВС, при оплавлении поменялась картина распределения мощности, уменьшилась амплитуда второстепенных максимумов, но в целом симметричность осталась примерно на таком же уровне. Для выявления более точных зависимостей требуется провести больше измерений с более качественными линзованными ВС, с хорошо очищенной поверхностью. И для получения более общей картины необходимо провести измерения ДПМ в дальнем поле.

Список литературы

1. *Шумкова Д. Б., Левченко А. Е.* Специальные волоконные световоды. Пермь: Изд-во Перм. нац. исслед. политехн. ун-та, 2011. 178 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ПРИ НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВАХ С ДИАГРАММАМИ СОСТОЯНИЯ I, II И III РОДА

Е. А. Сюткина, Л. В. Спивак

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

В настоящей работе рассмотрены калориметрические эффекты при кристаллизации двухкомпонентного сплава с диаграммой состояния II рода системы AgAu с концентрацией золота (Au) 22,7% и скоростью охлаждения 5 К/мин. Исследования проводились с использованием дифференциальной сканирующей калориметрии (Далее ДСК). Проанализированы особенности изменения кривой ДСК сплава AgAu.

Ключевые слова: кристаллизация; дифференциальная сканирующая калориметрия; сплав; золото; серебро

INVESTIGATION OF CALORIMETRIC EFFECTS IN HEATING AND COOLING IN TWO-COMPONENT ALLOYS WITH STATE DIAGRAMS I, II AND III GENUS

E. A. Syutkina, L. V. Spivak

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

In the present work we consider the calorimetric effects in the crystallization of two-component alloy with the II state graph of the AgAu system with gold concentration (Au) of 22.7% and cooling rate of 5 K/min. The studies were carried out using differential scanning calorimetry (DSC). The features of the change in the DSC curve of the alloy were analyzed.

Keywords: crystallization; differential scanning calorimetry; gold; silver

Классические диаграммы состояния были построены при помощи метода дифференциального термического анализа, который позволяет определить начало и конец фазового превращения, но не позволяет определить никаких тепловых эффектов, которые происходят в процессе превращения.

Актуальность данной работы состоит в том, что сплав серебро-золото один из часто используемых сплавов для изготовления украшений, но подобного рода исследования с ним еще не проводились. Целью данной работы было проведение калориметрических исследований сплава AgAu и определение его энергии активации.

Калориметрические исследования проводятся с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии, которая в отличие от дифференциального термического анализа, позволяет получить информацию в межкритическом интервале температур (между линиями ликвидус и солидус).

Кристаллизацией называется процесс образования кристаллов из жидкой и газообразной фаз, или кристаллов другой структуры. Он представляет собой фазовый переход первого рода, то есть переход вещества из одной термодинамической фазы в другую [1].

Известно, что кристаллизация начинается при достижении некоторого предельного условия. Таковым может быть, например, переохлаждение жидкости или перенасыщение пара, когда практически мгновенно возникает множество мелких кристалликов – центров кристаллизации. Кристаллики растут, присоединяя атомы или молекулы из жидкости или пара. Рост граней кристалла происходит послойно.

На число центров кристаллизации и скорость роста значительно влияет степень переохлаждения. Степень переохлаждения – это уровень охлаждения жидкого металла ниже температуры перехода его в кристаллическую (твёрдую) модификацию. Переохлаждение необходимо для компенсации энергии скрытой теплоты кристаллизации. Первичной кристаллизацией называется образование кристаллов в металлах (сплавах и жидкостях) при переходе из жидкого состояния в твёрдое [2].

На рис. 1 представлена диаграмма состояния сплава системы AgAu. На рис. 2 показана ДСК-кривая охлаждения исследуемого сплава, а так же ее первая производная, по поведению которой можно сказать, что максимальная скорость выделения тепла находится вблизи линии ликвидуса. Из чего можно предположить, что в обогащённой области возникают предзародыши, а после достижения линии ликвидус резко возникает большое количество зародышей, и далее происходит их рост. Это говорит о том, что при достижении линии ликвидуса наблюдается скачек выделения тепла.

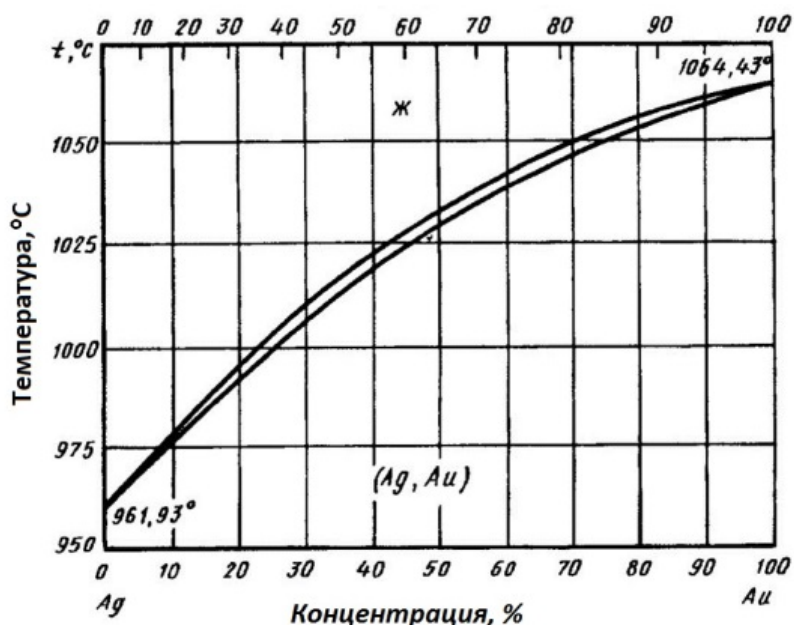


Рис. 1. Диаграмма состояния сплава AgAu

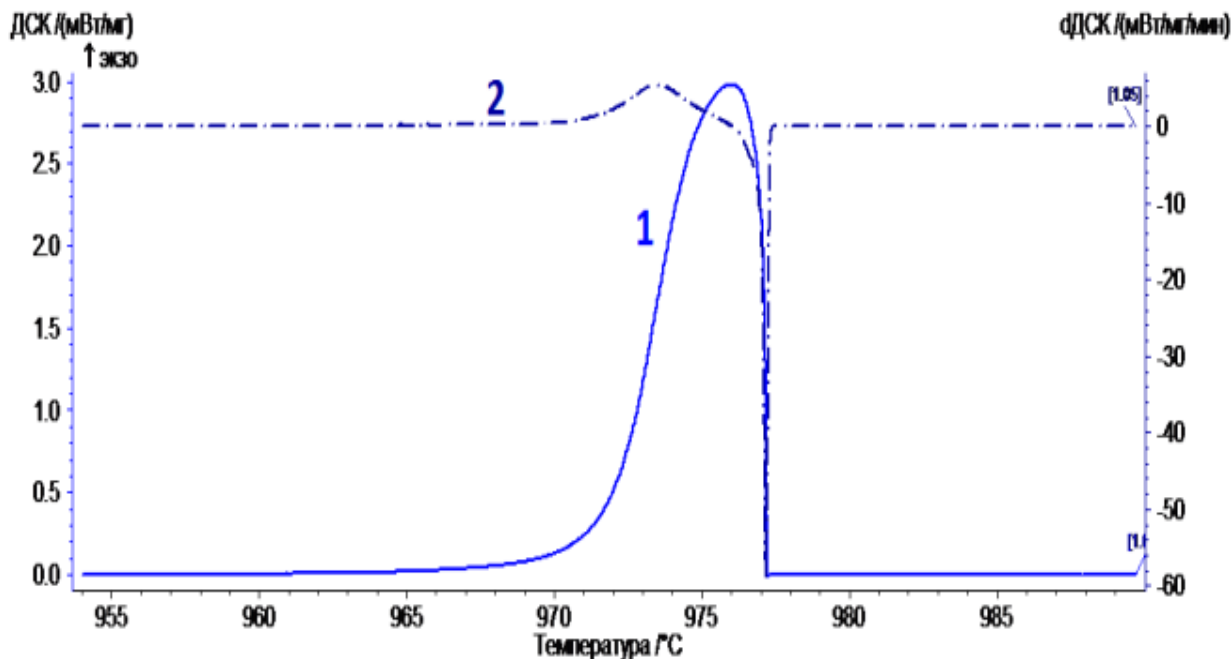


Рис. 2. ДСК-кривая охлаждения сплава AgAu со скоростью охлаждения 5 К/мин: 1 – ДСК-кривая охлаждения сплава AgAu, 2 – первая производная ДСК-кривой охлаждения AgAu

На рис. 3 показана ДСК-кривая нагрева исследуемого сплава, а так же ее вторая производная, по поведению которой можно сказать, что данный процесс является фазовым переходом первого рода.

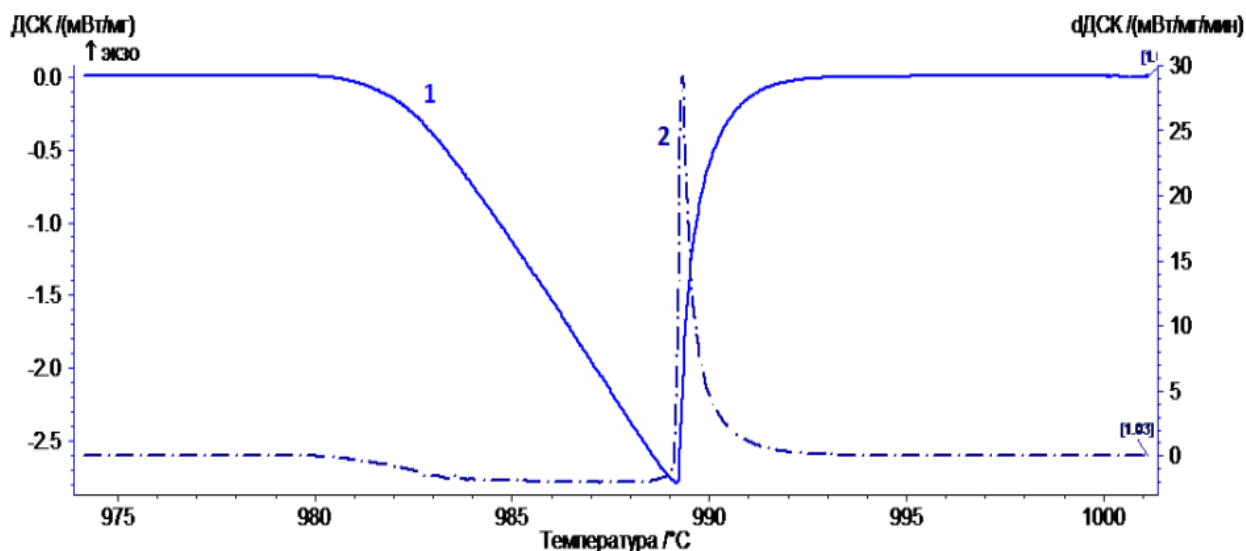


Рис. 3. 1 – ДСК-кривая нагрева сплава AgAu, 2 – вторая производная ДСК-кривой исследуемого сплава. Скорость нагрева 5 К/мин

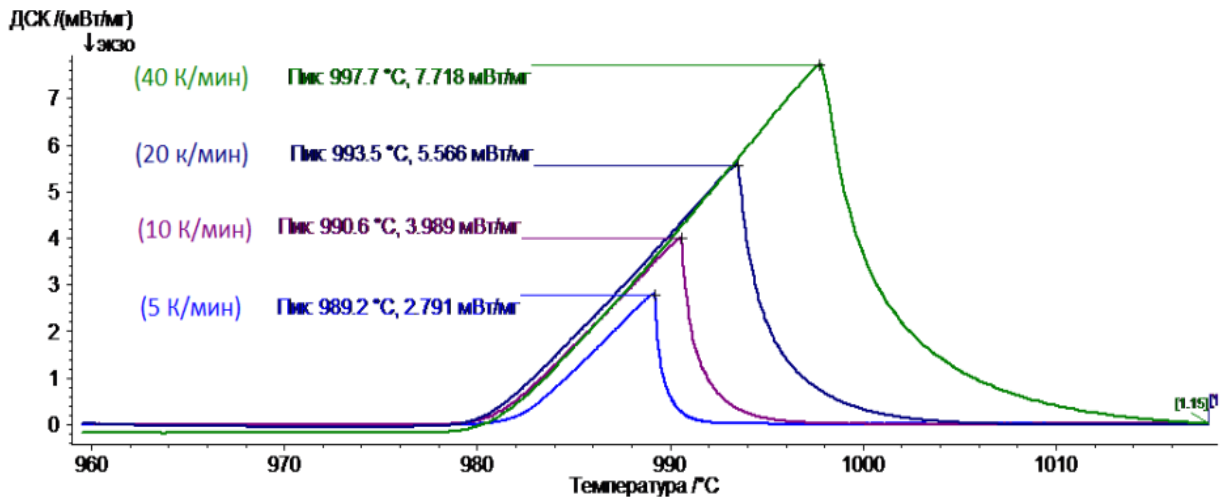


Рис. 4. ДСК-кривые сплава AgAu с разными скоростями нагрева

Энергия активации – это некоторое избыточное количество энергии (по сравнению со средней), необходимое для вступления молекул в реакцию. На Рис. 4 показаны ДСК-кривые с различной скоростью нагрева. Анализ этих кривых позволяет рассчитать энергию активации по формуле Киссенджера:

$$E = -R \frac{\frac{\ln \beta_2}{T_2^2} - \frac{\ln \beta_1}{T_1^2}}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (1)$$

Полученная энергия активации составила $E = (3650 \pm 604) \text{ кДж}$.

Таким образом, в работе впервые исследованы calorиметрические эффекты в двухкомпонентном сплаве, компоненты которого образуют диаграмму состояния II рода. Замечено, что при достижении линии ликвидуса наблюдается скачек выделения тепла, при завершении процесса плавления так же наблюдается скачек скорости поглощения тепла. Предложено объяснение наблюдаемых эффектов, заключающееся в расслоении жидкой фазы на области с различной концентрацией компонентов сплава.

Список литературы

1. Ржевская С. В. *Материаловедение*. М.: Логос, 2004. 424 с.
2. Горелик С. С., Дашевский М. Я. *Материаловедение полупроводников и диэлектриков*. М.: МИСИС, 2003. 480 с.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ У8

Е. О. Трушникова, Л. В. Спивак

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

В данной статье рассмотрены калориметрические эффекты при эвтектоидном превращении углеродистой стали У8. Исследования проводились методом дифференциальной сканирующей калориметрии – ДСК. Проанализированы особенности изменения ДСК-кривых исследуемой стали.

Ключевые слова: эвтектика; дифференциальная сканирующая калориметрия; сталь

SOME FEATURES OF PHASE TRANSFORMATIONS IN CARBON STEEL C8

E. O. Trushnikova, L. V. Spivak

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

In this paper, we consider calorimetric effects in the eutectoid transformation of C8 carbon steel. The studies were carried out using differential scanning calorimetry (DSC). The features of the change in the DSC curves of the steel under study are analyzed.

Keywords: eutectic; differential scanning calorimetry; steel

Железоуглеродистые сплавы – стали и чугуны – важнейшие металлические сплавы современной техники. Диаграмма железо-углерод и представления о фазовых переходах, протекающих в этой системе, достаточно давно известны. [1–4]. Классические диаграммы состояния были построены при помощи метода дифференциального термического анализа. Они позволяют определить лишь начало и конец процесса, но не позволяют определить никаких тепловых эффектов фазовых переходов. Поэтому в настоящее время начали применять метод дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК анализ).

Диаграмма состояния сплава железо-углерод, показанная на рис. 1, изучается уже примерно 100 лет и поэтому те исследования, которые проводятся с использованием ДСК анализа, применяются для конкретных легированных сталей для решения технических, технологических задач. Однако, как показал эксперимент, на диаграмме железо-углерод еще остались малоизученные и интересные области.

ДСК анализ производился с помощью прибора STA 449 C Jupiter®, который является самой мощной и многозадачной СТА системой для исследования, разработки и определения широкого спектра органических и неорганических материалов.

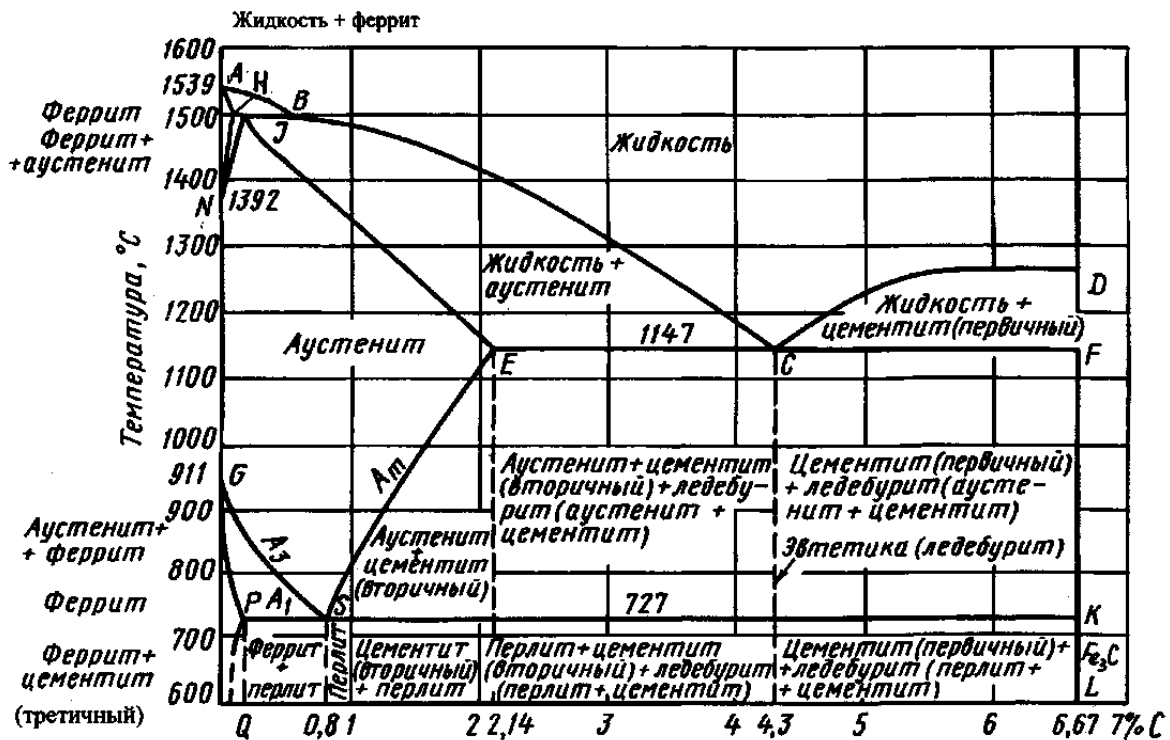


Рис. 1. Диаграмма железо-углерод

Нагрев образцов производился со скоростью: 5, 10, 20, 40 К/мин, в атмосфере аргона. Размеры образцов: 3*3мм. Вес: 200-250мг.

Обработка экспериментальных данных по ДСК анализу реализована с помощью программного обеспечения Proteus Analyses и пакета Fituk.

Результаты изменения сигнала ДСК анализа при нагреве и охлаждении стали У8 показаны на рис. 2.

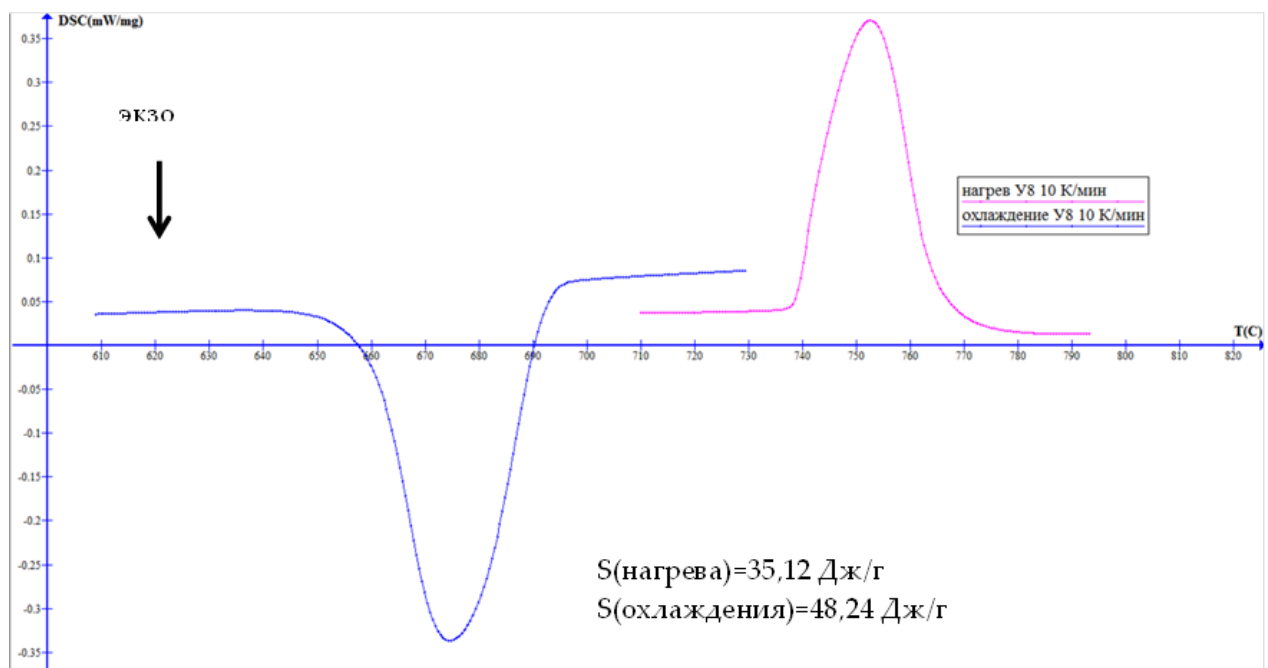


Рис. 2. Изменение ДСК сигнала при нагреве и охлаждении стали У8

По полученным ДСК кривым была определена площадь под пиками, и из этого был сделан вывод, что тепловой эффект при нагреве несколько меньше, чем при охлаждении.

Так же были получены эндотермические и экзотермические пики с помощью программного обеспечения Fitik. Они представлены как суперпозиция двух подпиков. Это показано на рис. 3 и 4, при нагреве и охлаждении образца соответственно. Один подпик лежит во всем температурном интервале, т.е. он описывает процесс, который происходит сначала и до конца фазового превращения, а второй описывает начальный процесс.

Мы предполагаем, что это связано, с началом образования кристаллов аустенита и их последующим диффузионным насыщением. При охлаждении же образование перлита начинается с возникновения кристаллов цементита, а затем уже возникают кристаллы феррита. Это было показано впервые.

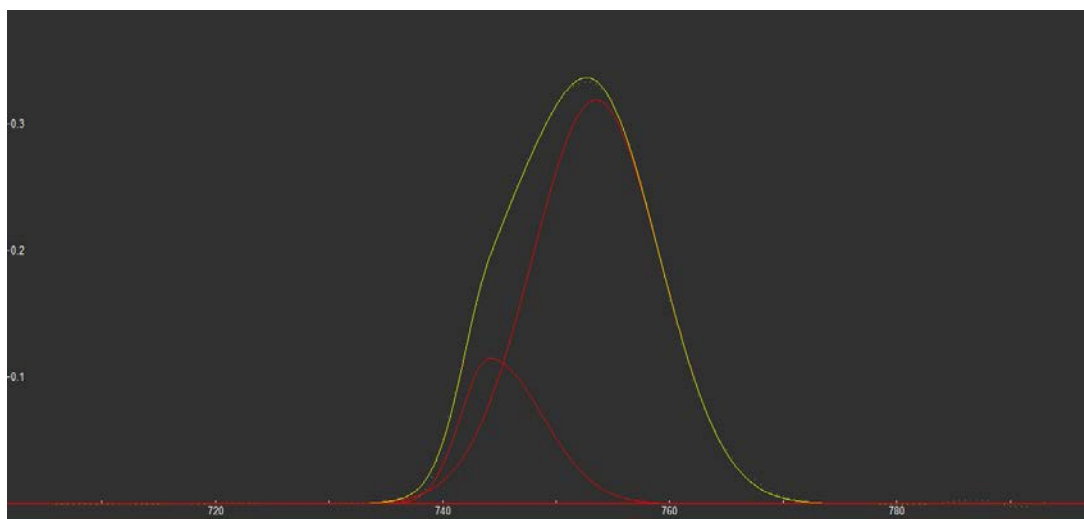


Рис. 3. Разложение на подпики в Fitik стали У8 при нагреве со скоростью 10 К/мин

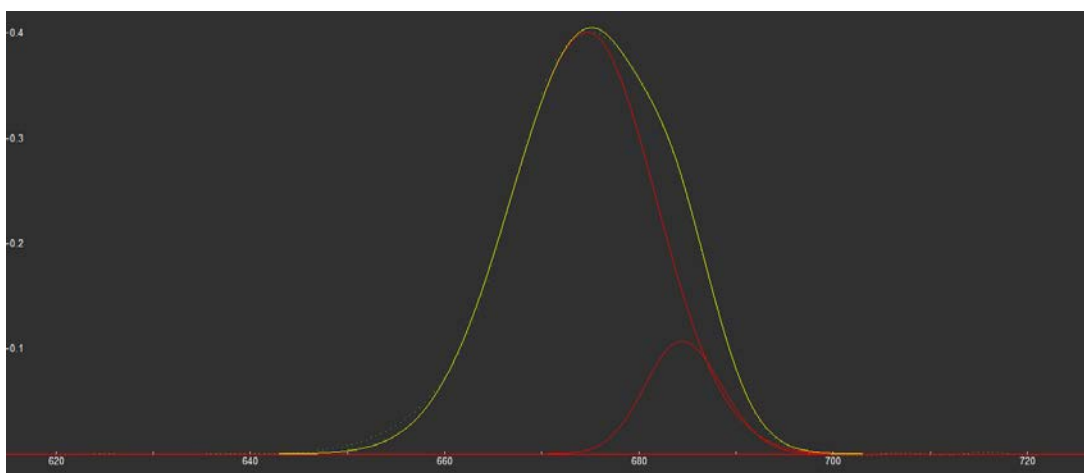


Рис. 4. Разложение на подпики в Fitik стали У8 при охлаждении со скоростью 10 К/мин

Также мы проанализировали, как влияет скорость изменения температуры при нагреве (рис. 5) и охлаждении (рис. 6) стали У8.

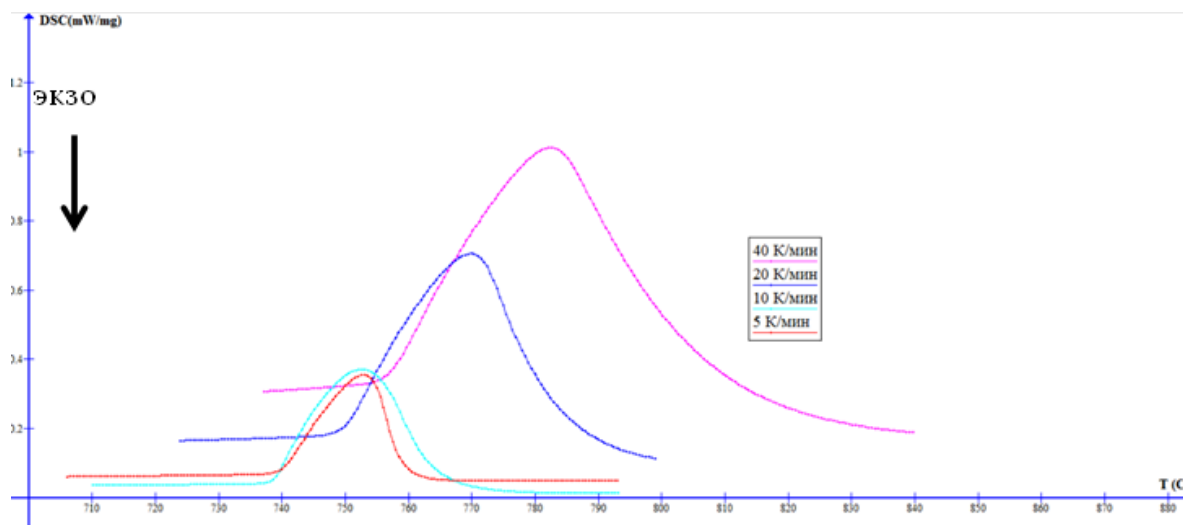


Рис. 5. Скорость изменения температуры при нагреве стали У8

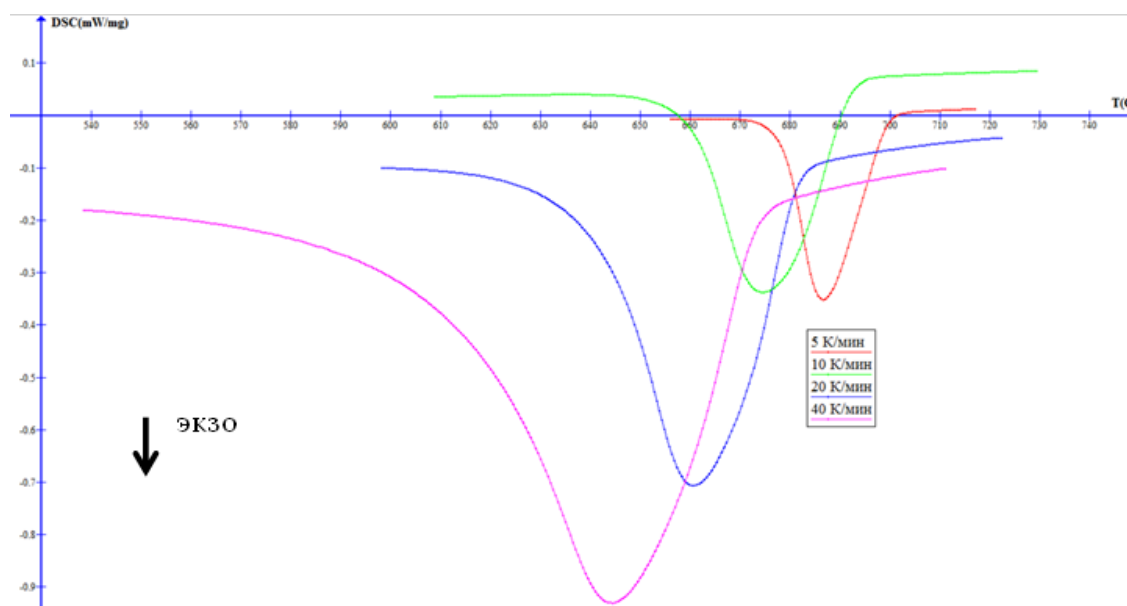


Рис. 6. Скорость изменения температуры при охлаждении стали У8

Как видно из рис. 5 и рис. 6, при нагреве пики смещаются в область более высоких температур, а при охлаждении в область более низких температур.

Также смещение пиков при нагреве позволило определить энергию активации, которая была определена при помощи формулы Киссинджера:

$$E = -R \frac{\ln\left(\frac{\beta_2}{T_2^2}\right) - \ln\left(\frac{\beta_1}{T_1^2}\right)}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} \quad (1)$$

где E – энергия активации, R - универсальная газовая постоянная, β - скорость нагрева, T - температура пика.

Энергия активации составила $E = (70 \pm 10)10^2$ кДж/моль.

Таким образом, впервые определена энергия активации перлитного превращения в стали. Показано, что перлитные превращения описываются двумя механизмами. Раньше считалось, что перлитные превращения – это нонвариантные превращения, т.е. число степеней свободы равно нулю, и поэтому такое превращение должно описываться одним неразделенным пиком. И это является дополнением традиционного представления о перлитном превращении в стали.

Список литературы

1. *Чернов Д. К.* Избранные труды по металлургии и металловедению. М.: Наука, 1983. 448 с.
2. *Дьяченко С. С.* Образование аустенита в железоуглеродистых сплавах. М.: Металлургия, 1982. 128 с.
3. *Хансен М., Андерко К.* Структуры двойных сплавов. Т.1. М.: Металлургиздат, 1962. 608 с.
4. Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник. Т.1. М.: Машиностроение, 1996. 992 с.

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО С ТЕМПЕРАТУРНОЙ КОМПЕНСАЦИЕЙ НА ОСНОВЕ ВБР

К. М. Фадеев, Н. С. Созонов, Д. И. Шевцов
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В статье представлен волоконно-оптический датчик давления. Чувствительный элемент датчика основан на интерферометре Фабри-Перо. Чувствительность датчика к давлению – 200 пм/бар. Датчик также чувствителен температуре. Чувствительность к температуре составляет 30 пм/°С. Для термокомпенсации предложено использовать ВБР в качестве датчика температуры.

Ключевые слова: волоконная оптика; датчик давления; интерферометр Фабри-Перо; волоконная брэгговская решетка

FIBER-OPTICAL PRESSURE SENSOR BASED ON FABRY-PENO INTERFEROMETER WITH TEMPERATURE COMPENSATION BASED ON FBG

K. M. Fadeev, N. S. Sozonov, D. I. Shevtsov
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The article presents a fiber-optical pressure sensor. The sensor element of the sensor is based on Fabry-Perot cavity. Sensitivity of the sensor to pressure is 200 pm/bar. The sensor is also sensitive to temperature. The sensitivity to temperature is 30 pm/°C. For thermal compensation, it is proposed to use FBG as a temperature sensor.

Keywords: fiber optics; pressure sensor; Fabry-Perot interferometer; fiber Bragg grating

Датчики давления широко используются в большом количестве приложений от аэрокосмической промышленности до медицины. По сравнению с электрическими датчиками волоконно-оптические датчики имеют преимущества в виде высокого разрешения, высокой чувствительности, собственной электрической пассивности и невосприимчивости к электромагнитному излучению. Интерферометрические датчики с высоким разрешением и большим динамическим диапазоном являются одним из основных типов волоконно-оптических датчиков давления (ВОДД). Интерферометр Фабри-Перо является наиболее привлекательным для создания датчика давления из-за его простоты и компактности.

В прошлых работах [1] была продемонстрирована работоспособность ВОДД, в котором чувствительным элементом является боросиликатная или кварцевая мембрана. Одномодовое оптическое волокно в ферулле проводит свет от источника к датчику через циркулятор. В чувствительной части, излучение частично отражается и частично проходит через полость, сформированную торцом оптического волокна и внутренней стенкой мембраны (рис. 1). Воздушная полость составляет 450 мкм. Далее свет частично про-

ходит в мембрану, где частично отражается третий раз от внешней стенки мембраны. Таким образом, чувствительная часть датчика создаёт три отражения: одно от торца оптического волокна и два других от двух поверхностей диафрагмы.

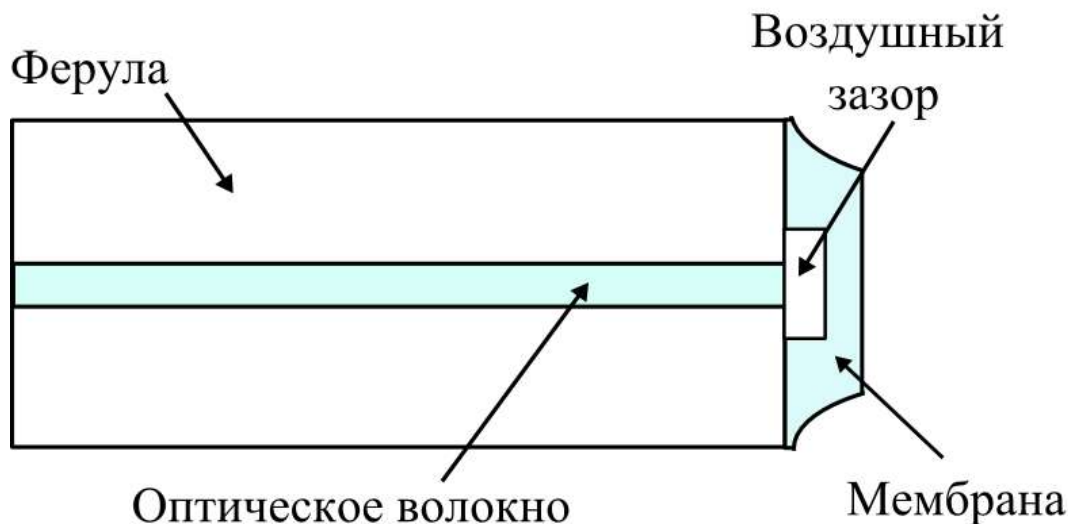


Рис. 1. Схема конструкции волоконно-оптического датчика давления

Эти отражения будут интерферировать между собой, и общая интенсивность обратного отражения может быть записана как [2]

$$I(\lambda) = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 - 2A_1A_2 \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\right) - 2A_2A_3 \cos\left(\frac{4\pi nL}{\lambda}\right) + 2A_3A_2 \cos\left(\frac{4\pi(L+nd)}{\lambda}\right),$$

где A_1 , A_2 и A_3 – амплитуда света от отражений торца оптического волокна, внутренней и внешней части мембраны, L – длина воздушной полости, d – толщина мембраны, n – показатель преломления материала мембраны, λ – длина волны света.

Благодаря взаимодействию отраженных лучей на фотоприемнике образуется интерференционная картина. Под действием внешних параметров (температуры или давления) происходит изменение длины воздушной полости, что вызывает смещение спектра интерференционной картины.

Датчик был исследован на чувствительность к давлению и температуре. Для проведения исследования на влияния давления датчик был подключен к источнику излучения и спектроанализатору. ВОДД помещался в герметическую барокамеру. С помощью насоса производилась накачка воздуха в камеру. Давление изменялось в пределах от 0 до 4 бар с шагом в 1 бар. Под действием внешнего давления происходило смещение спектра (рис. 2). Наблюдение за изменением давления происходило по наблюдению за одним из минимумов (рис. 3).

Чувствительность датчика к давлению при нормальных условиях составляет 200 пм/бар.

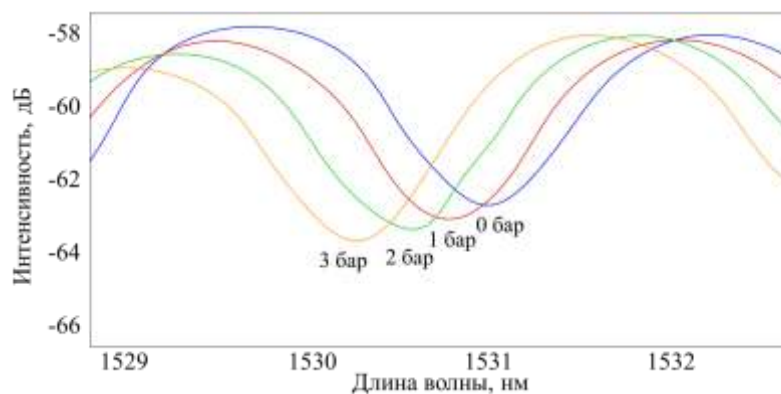


Рис. 2. Сдвиг интерференционной картины при изменении давления

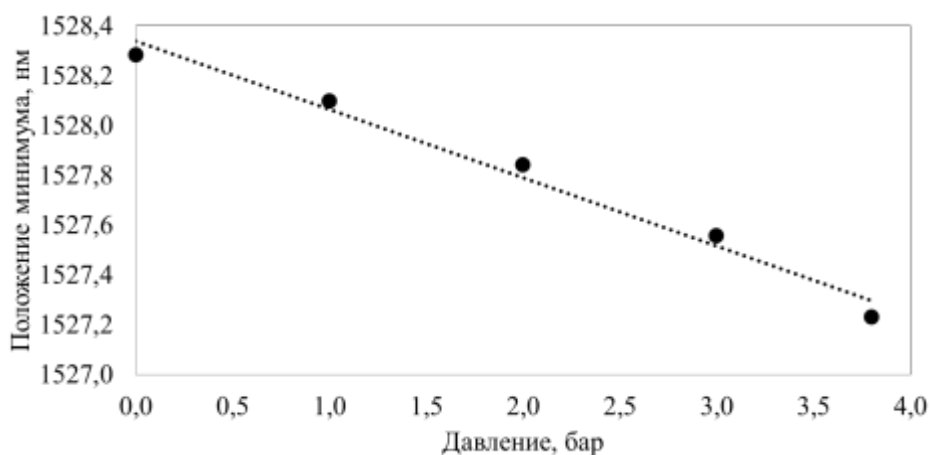


Рис. 3. Зависимость смещения спектра ВОДД от давления

Для исследования датчика на влияние температуры, он был помещен в климатическую камеру. Значение температура в камере составляло 10 °С, 25 °С, 40 °С и 60 °С. Интерференционная картина также меняла свое положение (рис. 4). Чувствительность датчика к температуре составляет 30 пм/градус.

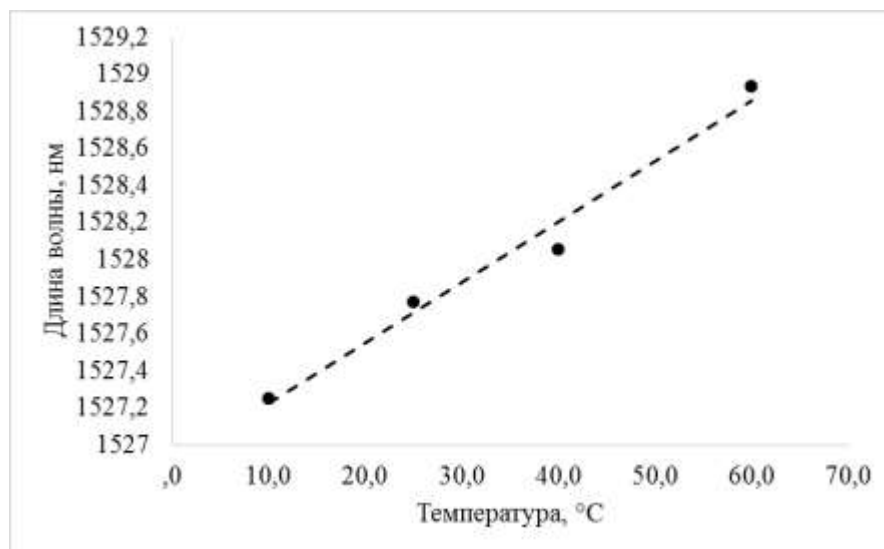


Рис. 4. Смещение спектра датчика давления при различных разных температурах

В связи с чувствительностью датчика к температуре был разработан механизм термокомпенсации ВОДД. В качестве датчика температуры была выбрана волоконная брэгговская решетка. Такой метод регистрации температуры позволяет использовать только одно оптическое волокно. ВБР была подварена на небольшом расстоянии от чувствительного элемента датчика давления (рис. 5).

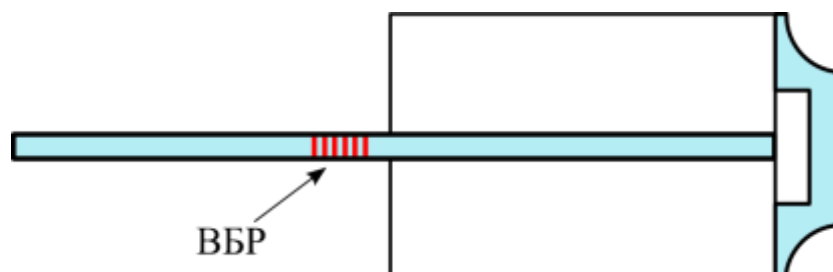


Рис. 5. Схема конструкции датчика с использованием ВБР

На картине спектра появился пик от ВБР. При воздействии температуры интерференционная картина ВОДД начинает смещаться. Спектр ВБР, чувствительной к температуре, также смещается, однако это движение независимо от движения спектра датчика давления (рис. 6). Таким образом, по изменению центрального пика ВБР можно производить расчет температуры, воздействующей на датчик давления и производить температурную компенсацию.

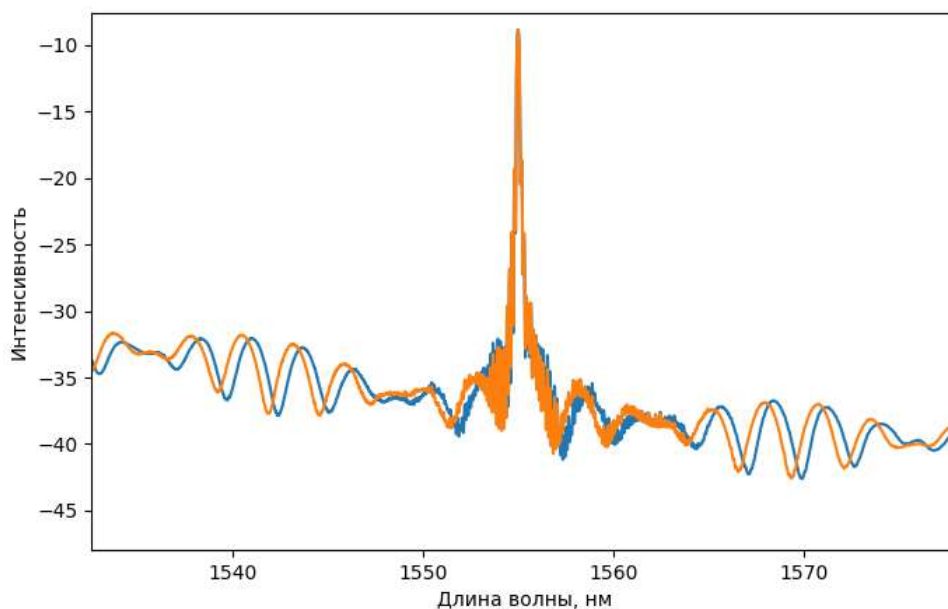


Рис. 6. Спектр ВОДД с ВБР. При различных давлениях на одной температуре пик ВБР не смещается

При такой конструкции мы имеем два типа датчиков: полость Фабри-Перо, отвечающая за измерение давления и реагирующая на температуру, и ВБР, регистрирующая изменение температуры. Пусть изменение спектра

под влиянием ИФП будет Y_{IFP} , а ВБР – Y_{FBG} . Также обозначим за k_{IFP} и k_{FBG} чувствительность соответствующих датчиков к температуре. Таким образом, изменение спектра только под влиянием давления ΔY_p можно вычислить из уравнения:

$$\Delta Y_p = \Delta Y_{IFP} - \frac{k_{IFP}}{k_{FBG}} \cdot \Delta Y_{FBG}.$$

Таким способом можно добиться исключения влияния температуры на показания датчика давления.

Список литературы

1. Минкин А. М, Созонов Н. С., Фадеев К. М., Шевцов Д. И. Миниатюрный волоконно-оптический датчик давления на основе интерферометра Фабри-Перо // Сборник тезисов докладов II Всероссийской конференции «Оптическая рефлектометрия – 2018». Пермь, 2018. С. 86–89.
2. Zhu Y., Wang A. Miniature fiber-optic pressure sensor // IEEE Photonics Technology Letters. 2005. Vol. 17 (2). P. 447–449.

МЕТОДЫ ВВОДА И ВЫВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В СФЕРИЧЕСКИЕ ОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАТОРЫ

А. А. Чувызгалов, Р. С. Пономарев

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

В работе представлен, и проверен экспериментально, метод ввода/вывода излучения в сферический оптический резонатор через скошенное под углом волокно. Резонатор изготовлен с помощью сварочного аппарата Fujikura FSM100P.

Ключевые слова: сферический резонатор; моды шепчущей галереи; волокно

METHODS FOR THE INPUT AND OUTPUT OF RADIATION INTO SPHERICAL OPTICAL RESONATORS

A. A. Chuvyzgalov, R. S. Ponomarev.

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

The article presents, and tested experimentally, the method of input / output of radiation into a spherical optical cavity through an oblique fiber. The resonator is made using a finer splicer.

Keywords: spherical resonator, whispering gallery mode; fiber

Объектом данного исследования являются сферические оптические резонаторы с модами типа шепчущей галереи (РШГ).

РШГ являются тела вращения: сферы, диски, тороиды и т.д. Основным отличием данного типа резонатора от, например, резонатора Фабри – Перо (РФП), является достижение высоких значений добротности, от 10^7 до 10^{12} при сохранении малых размеров (от нескольких десятков мкм до 10 мм) [1]. РФП достигает добротности 10^7 [2], но проигрывает РШГ в размерах. РФП достигает большей добротности прямо пропорционально увеличению его размера.

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, это явление называют модами шепчущей галереи (МШГ). В противном случае, излучение рассеивается.

Такие резонаторы широко применяются в качестве датчиков температуры, деформации, давления, различных оптических фильтров, биосенсоров, а также являются составной частью лазеров [3].

Есть немало способов ввести излучение в РШГ, а именно: ввод с помощью биконического оптического волокна, ввод с помощью

скошенного под углом волокна, призмный ввод, вод с помощью открытого интегрально – оптического волновода.

В данной работе рассмотрен метод ввода с помощью скошенного под углом волокна. Такой метод был выбран ввиду его эффективности. Также он имеет недостаток, заключающийся в сложности скола оптического волокна под определенным углом. Два скошенных под углом волокна обеспечивают эффективный ввод/вывод излучения.

Для эксперимента необходимо сколоть волокно под определенным углом и изготовить сферический резонатор. Угол скола волокна выбирается так, чтобы соответствовать требованию (1) [4]:

$$\theta \cong \arcsin \left(\frac{n_{\text{sphere}}}{n_{\text{fiber}}} \right) \quad (1)$$

где n_{sphere} , и n_{fiber} – показатель преломления материала резонатора и оптического волокна соответственно.

Для изготовления сферического резонатора, счищается оболочка оптического волокна и скалывается под 90 градусов на специальном скалывателе. Затем укладывается в держатель и помещается в сварочный аппарат. С помощью той же программы подаем электрическую дугу. С периодичностью 10 секунд двигаем волокно с помощью программы, так как оно сжимается при плавлении. Таким образом, за счет поверхностного натяжения, на кончике волокна образуется сфера. Далее сферический резонатор укладывается в специально изготовленный держатель и ставится на установку. Схема установки изображена на (рис. 1).

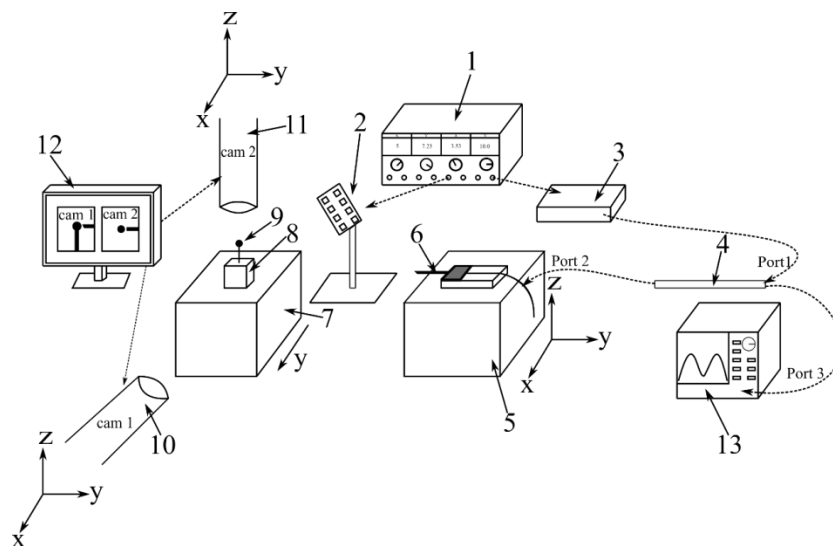


Рис. 1. Схема собранной установки: 1 – источник питания, 2 – диодная лента, 3 – источник излучения (УСЭм), 4 – циркулятор, 5 – трехосевой микропозиционер, 6 – скошенное под углом волокно, 7 – столик с вакуумным прижимом, 8 – оснастка для крепления сферического резонатора, 9 – сферический резонатор, 10, 11 – камеры технического зрения, 12 – компьютер, 13 – спектроанализатор

Ввод/вывод излучения в работе осуществлялся скошенным под углом волокном с помощью циркулятора 4. Включается источник излучения. Далее излучение, пройдя через циркулятор и РШГ попадает в спектроанализатор и мы получаем график зависимости мощности от длины волны. С помощью графика скошенное под углом оптическое волокно подводится к резонатору. Наилучшего результата удалось добиться при подведении скошенного под углом волокна к центру РШГ, как показано на (рис 2).

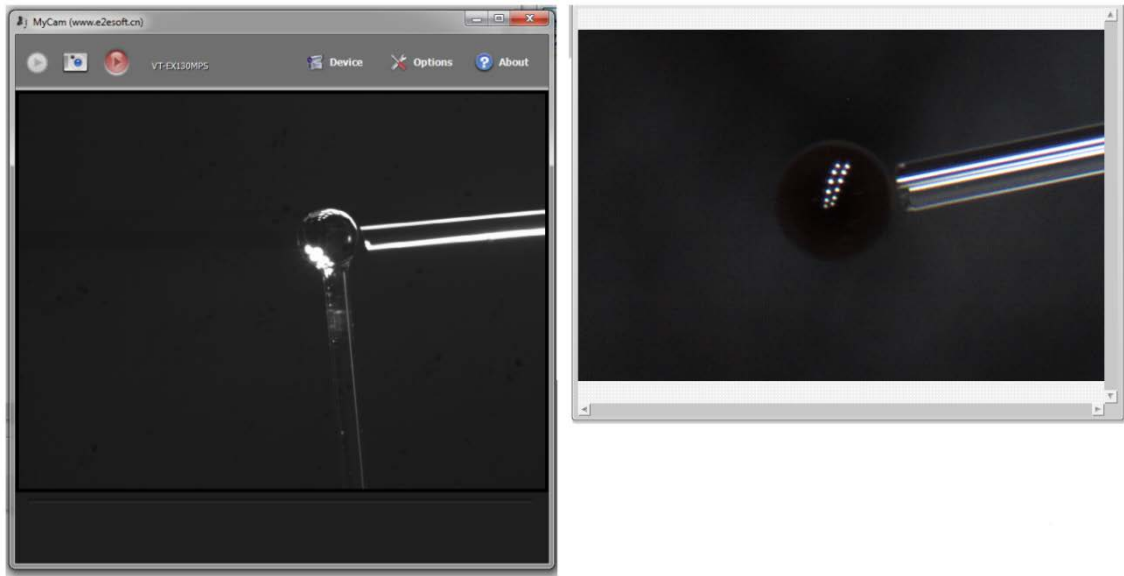


Рис. 2. Вид на подведенное волокно к РШГ сбоку и сверху

При таком расположении удалось получить спектр, показывающий то, что излучение получилось ввести в РШГ (рис. 3).

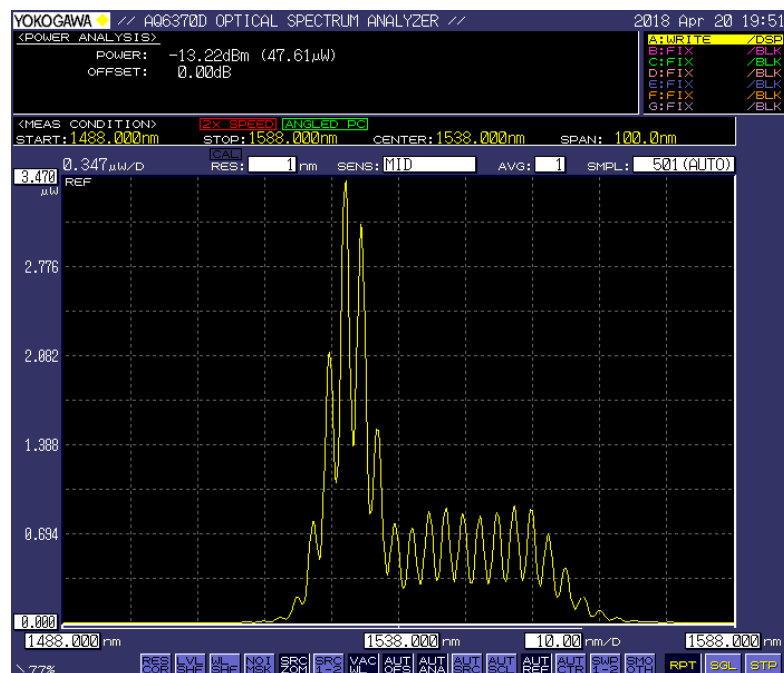


Рис. 3. Спектр РШГ

Построив график (рис. 4), можно вычислить добротность РШГ.

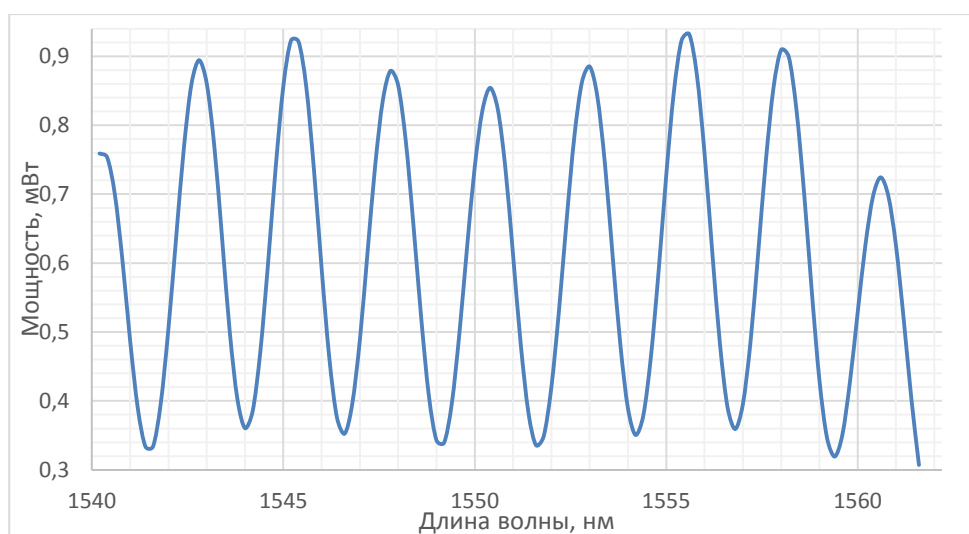


Рис. 4. График для вычисления добротности

Расчет добротности проводится по формуле (2).

$$Q = \frac{\lambda_{\text{res}}}{FWHM} \quad (2)$$

где λ_{res} – резонансная длина волны, $FWHM$ – полная ширина на половине амплитуды. После расчета добротности по формуле (2) получены результаты: $Q = 10^3$.

Добротность, полученная способом связи через скошенное под углом волокно, составила 10^3 . Получившаяся добротность отличается от теоретических значений. Данное значение можно объяснить тем, что, находясь на воздухе больше четырех часов, добротность сферического резонатора падает в разы. Время между изготовлением сферического резонатора и проведением эксперимента составило более двадцати четырех часов. В дальнейшем планируется ввести излучение через такой элемент связи, как призма, и сравнить все методы для достижения поставленной цели.

Список литературы

1. Tien M.-C., Bauters J. F., Heck M. J. R., 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. 18 (14). P. 13551–13556.
2. Городецкий М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011. 416 с.
3. Xueying J., Yongchao D., Keyi W. Packaged microsphere-taper coupling system with a high q factor // Applied optics. 2015. Vol. 54 (2). P. 277–284.
4. Ilchenko V. S., Yao X. S., Maleki L. Pigtailling the high-Q microsphere cavity: a simple fiber coupler for optical whispering-gallery modes // Optics Letters. 1999. Vol. 24. P. 723–725.

ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫЕ РЕЖИМЫ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КОНДЕНСАТОРЕ ПРИ НАГРЕВЕ СВЕРХУ

В. Н. Александрова, В. А. Ильин

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

Изучена электроконвекция неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального слоя при униполярной инъекции заряда с катода. Рассмотрен подогрев сверху. Построена бифуркационная диаграмма. Исследованы стационарный режим и режим бегущих волн.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инъекция

ELECTROCONVECTIVE REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID UNDER CHARGE INJECTION IN HORIZONTAL CAPACITOR UNDER HEATING FROM ABOVE

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

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

The electroconvection of a nonisothermal poorly conductive liquid in a steady electric field of a horizontal layer under unipolar charge injection from a cathode is studied. The heating from above is considered. The bifurcation diagram is constructed. The stationary regime and the regime of traveling waves are investigated.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Электроконвекция представляет собой явление, при котором осуществляется перенос жидкости под действием внешнего электрического поля [1]. Электроконвективные движения наблюдаются в жидких диэлектриках. При этом в них наблюдаются сложные процессы в приэлектродном слое [2, 3]. При электроконвекции происходит преобразование энергии электрического поля в энергию движения жидкости [1]. В связи с этим данный процесс привлекает внимание ученых. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, например, в электрогидродинамических преобразователях [4], ионно – конвективных насосах [5, 6] и немеханических переключателях.

Существует несколько механизмов зарядообразования в диэлектрических жидкостях [7]. Влияние диэлектрофоретического механизма неустойчивости на движение идеальных диэлектриков рассмотрено в работе [8]. Электроконвекция слабопроводящих жидкостей при участии электрокон-

дуктивного механизма неустойчивости изучена в [9]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инжекционного механизма зарядообразования в слабопроводящих жидкостях изучена в работах [10–13].

В настоящей работе инжекционный механизм зарядообразования считается основным. Существуют разные механизмы инжекции заряда. Например, в [10] рассмотрена автономная униполярная инжекция с постоянной плотностью заряда на аноде. А в работах [11–13], как и в настоящей работе, используется другая модель инжекции заряда с катода. Согласно этой модели инжектируемая в жидкость плотность заряда на катоде прямо пропорциональна напряжённости электрического поля в конденсаторе.

В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [12, 13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_e}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T. \end{aligned}$$

Здесь Φ – вихрь скорости, ψ – функция тока, T – температура жидкости, ρ_e – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, E – напряженность электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – тепловое число Рэлея [12, 13].

Граничные условия имеют вид (A – параметр инжекции):

$$\begin{aligned} z = 0: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, \rho_e = AE, T = 1; \\ z = 1: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, T = 0. \end{aligned}$$

Задача решалась методом конечных разностей. Большой нагрев сверху ($Ra = -2500$) рассмотрен в работе [12]. Нагрев снизу изучен в [13]. В настоящей работе рассмотрен умеренный нагрев сверху: $Ra = -1000$. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1$, $L_x = 2$ и сетка, состоящая из 21×41 узлов. Число Прандтля $Pr = 10$, параметр инжекции $A = 0.25$, $M = 14.14$ [12]. Использовались условия периодичности. Вычислялись зависимости максимальной функции тока от электрического параметра T_e .

Результаты расчетов систематизированы. Обнаружены два режима конвекции, один из которых колебательный, а другой – стационарный. Между режимами наблюдались гистерезисные переходы. На рис. 1 представлены результаты расчётов зависимости максимальной функции тока ψ_m от электрического параметра T_e для $Ra = -1000$.

При вычислении методом продолжения по параметру было обнаружено, что стационарный режим начинает существовать при $T_e = 1500$. Это означает, что при $T_e < 1500$ в системе устанавливается равновесное распределение переменных. Если электрический параметр изменяется в пределах от 1500 до 6780, то в системе будет либо равновесие, либо стационарная конвекция. При $T_e > 6780$ в системе появляется не только стационарный режим, но и колебательный. Он, в свою очередь, существует до $T_e = 6820$.

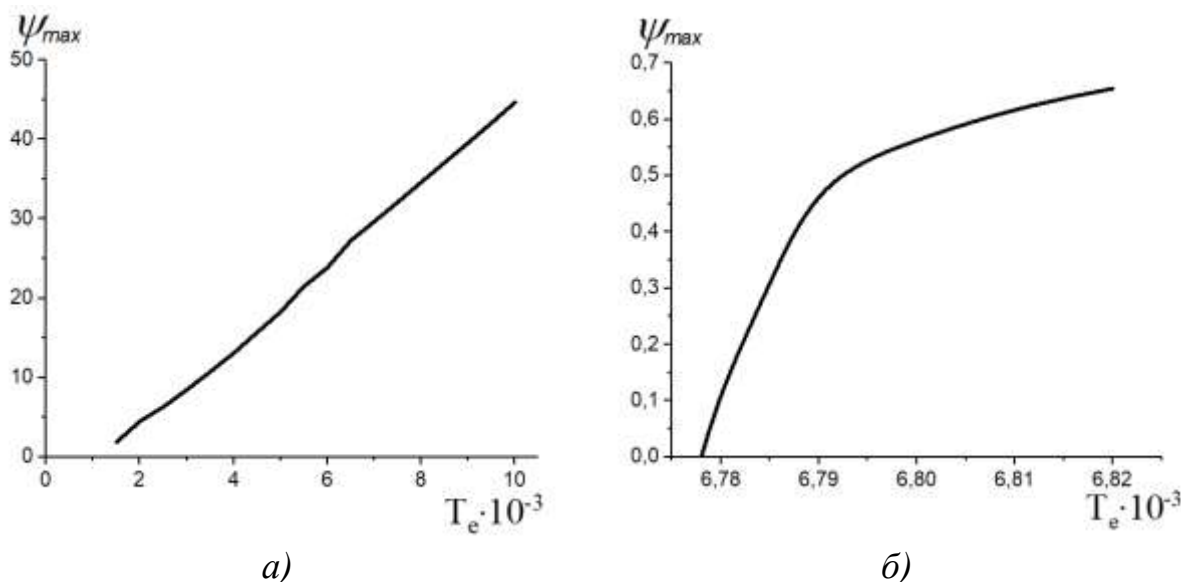


Рис. 1. Зависимость максимальной функции тока от T_e :

а) режим стационарной конвекции; б) режим колебательной конвекции

При постоянных начальных условиях возмущения либо колебательным образом затухают, либо резко возрастают и в некоторый момент времени происходит переход в режим стационарной конвекции. Максимальное значение функции тока, а также функция тока в фиксированной точке после переходного процесса принимают постоянные значения. При этом в ячейке образуются два зеркально-симметричных конвективных вала (рис. 2а), которые смещены вверх относительно центра слоя. Это связано с действием кулоновских сил. Ведь за счет инжекции заряда с катода жидкость в целом имеет отрицательный заряд, который стремится к аноду.

Также при данных условиях был найден колебательный режим электроконвекции. На рис. 3а представлена эволюция максимального значения функции тока в конвективной ячейке. На начальной стадии ($t < 25$) наблюдается режим стоячей волны, который увеличивает свою амплитуду. Фазовая скорость волны вдоль оси x равна нулю. Далее при $25 < t < 65$ происходит переходный процесс, при котором режим стоячей волны сменяется режимом бегущей волны: появляется движение электроконвективных структур вдоль горизонтали. В конце переходного процесса максимальное значение функции тока колеблется около некоторого среднего, в то время как значение функции тока в фиксированной точке ячейки меняет знак

(рис. 3б). В режиме бегущей волны интенсивность движения гораздо меньше (рис. 4а), чем в случае стационарной конвекции. Из сопоставления рисунков 2б и 4б следует, что поток тепла в стационарном режиме больше, чем в колебательном.

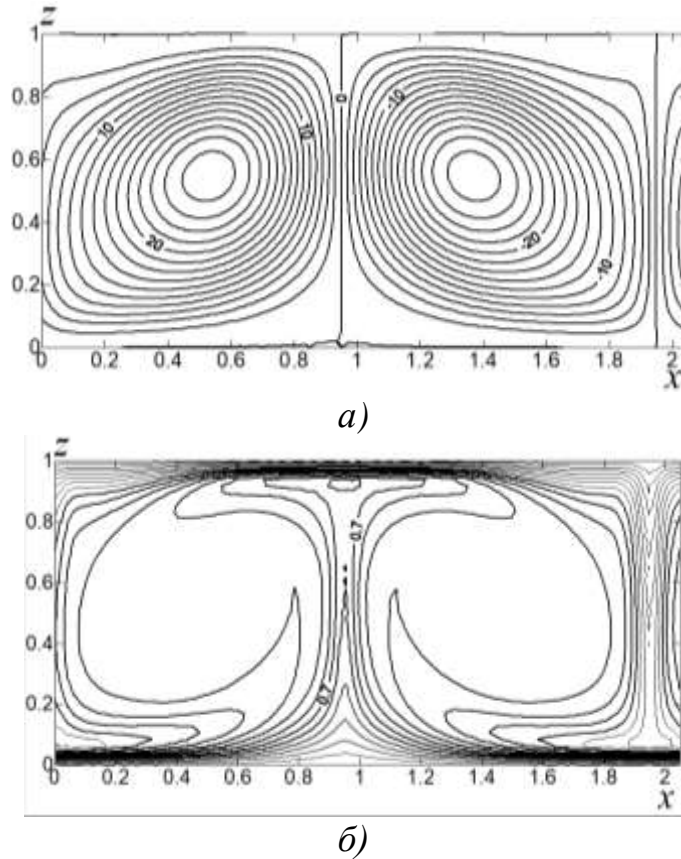


Рис. 2. а) Изолинии функции тока; б) изолинии функции температуры для стационарного режима. $Ra = -1000$, $A = 0.25$, $M = 14.14$, $T_e = 6900$

При использовании метода продолжения по параметру было обнаружено, что при уменьшении электрического параметра T_e бегущие волны сохраняют устойчивость, а их амплитуда уменьшается до нуля, а при увеличении параметра T_e интенсивность течения резко возрастает и система переходит в режим стационарной конвекции (при $T_e = 6820$).

В данной работе была исследована задача об электроконвекции слабопроводящей жидкости, находящейся в гравитационном и постоянном электрическом полях, при нагреве сверху и инжекции заряда с катода. В двумерном случае найдены и изучены два режима электроконвекции, один из которых колебательный, а другой стационарный. Было определено, что колебательный режим соответствует режиму бегущих волн, которому характерно почти упорядоченное распределение заряда в конвективной ячейке. При достаточно больших значениях электрического параметра устанавливается режим стационарной конвекции, который характеризуется сложным распределением заряда, высокой скоростью конвективного движения и большей интенсивностью вихрей.

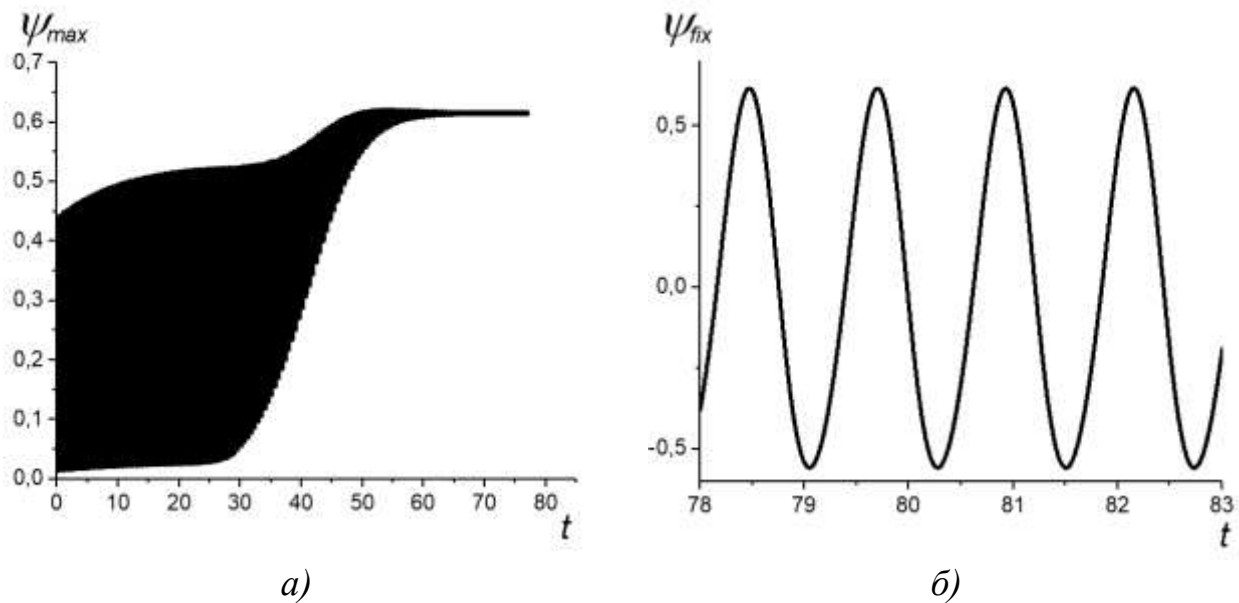


Рис. 3. Колебательный режим электроконвекции: $Ra = -1000$, $A = 0.25$, $M = 14.14$, $T_e = 6810$; а) эволюция максимального значения функции тока с течением времени; б) функция тока в фиксированной точке

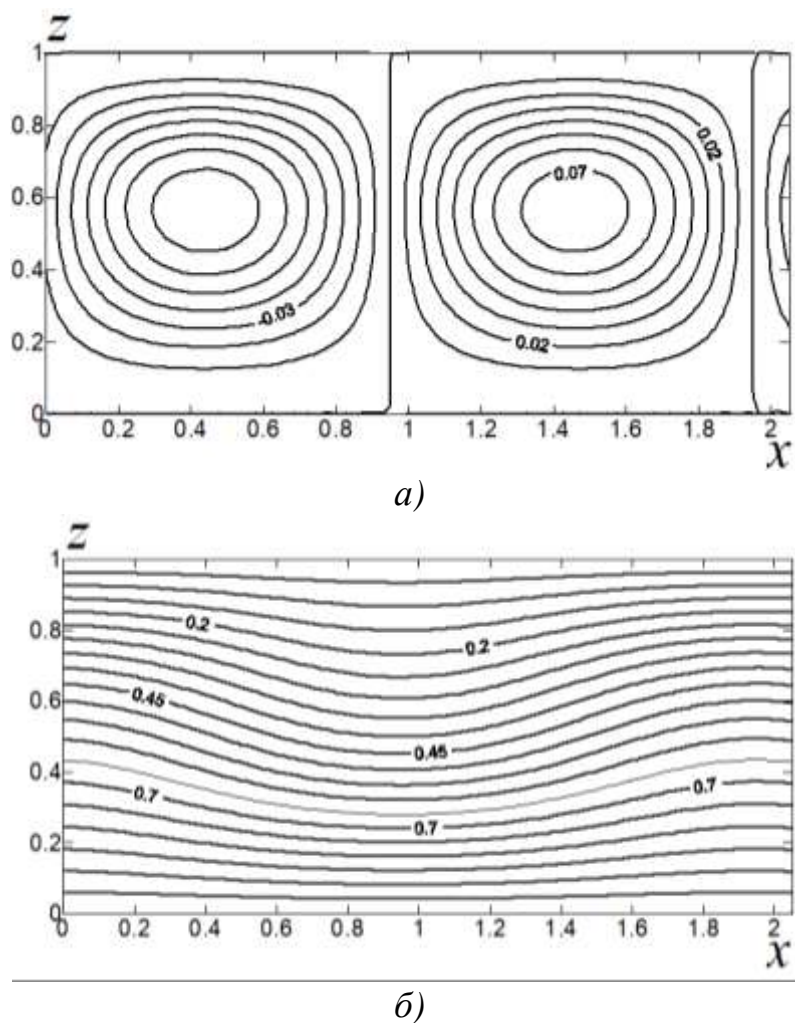


Рис. 4. а) Изолинии функции тока; б) изолинии функции температуры для колебательного режима. $Ra = -1000$, $A = 0.25$, $M = 14.14$, $T_e = 6785$

Список литературы

1. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Жакин А. И.* Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 3. С. 289–310.
3. *Стишков Ю. К., Богданов Д. В.* Влияние неравновесных приэлектродных слоев на структуру ЭГД течений в трехионной модели диэлектрической жидкости // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 8. С. 1144–1150.
4. *Ашихмин И. А., Стишков Ю. К.* Электрогидродинамические преобразователи инжекционного типа // Электронная обработка металлов. 2012. Т. 48. Вып. 3. С. 93–101.
5. *Афанасьев С. Б., Стишков Ю. К.* Электрофизические процессы в жидкостях и газах: учебно-методическое пособие. СПб. 2007. 87 с.
6. *Жакин А. И., Кузько А. Е.* Теоретическое исследование осесимметричного эгд насоса, включенного в замкнутый гидравлический контур // Магнитная гидродинамика. 2000. Т. 36. № 1. С. 79–89.
7. *Панкратьева И. Л., Полянский В. А.* Основные механизмы электризации слабопроводящих многокомпонентных сред // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2017. № 5. С. 15–22.
8. *Ильин В. А.* Модель электротермической конвекции идеального диэлектрика в горизонтальном конденсаторе // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2016. № 5. С. 10–16.
9. *Картавых Н. Н.* Движение слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при нагреве снизу // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 1 (35). С. 41–53.
10. *Тараут А. В., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при наличии автономной униполярной инжекции и остаточной проводимости // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. № 2. С. 403–412.
11. *Верещага А. Н.* Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
12. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
13. *Ильин В. А.* Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЗАРЯДА В ПЛОСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ, ПРИ НАЛИЧИИ АВТОНОМНОЙ ИНЖЕКЦИИ И ДИФФУЗИИ

Е. В. Ветрова

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

Решена задача о распределении заряда в слабопроводящей жидкости при наличии инъекции с анода в случае, когда заряд на катоде равен нулю. Получено распределение заряда в конденсаторе в разные моменты времени. Рассмотрена зависимость заряда в конденсаторе от безразмерного коэффициента диффузии.

Ключевые слова: слабопроводящая жидкость; инъекция; электрогидродинамика

PROPAGATION OF CHARGE IN A FLAT CAPACITOR FILLED BY A LOW-CONDUCTIVE LIQUID, IN THE PRESENCE OF AUTONOMOUS INJECTION AND DIFFUSION

E. V. Vetrova

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

The problem of charge distribution in a low conducting liquid is solved in the presence of injection from the anode. The charge distribution in the capacitor is obtained at different time moments. The dependence of the charge in the capacitor on the dimensionless diffusion coefficient is considered.

Keywords: low conducting liquid; injection; electrohydrodynamics

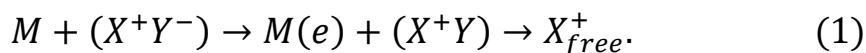
1. Введение

Слабопроводящие жидкости относятся к классу слабых электролитов, в которых степень диссоциации примесей мала. Процессы протекания тока через слабопроводящие жидкости интересны для изучения, так как появляется возможность управления течениями жидких диэлектриков и влияния на процессы переноса заряда в них. Для описания переноса заряда в таких жидкостях полная система уравнений должна содержать уравнение эволюции для концентрации заряженных примесей [1].

Основной особенностью поведения слабопроводящих жидкостей в электрических полях являются объемный заряд и связанные с ним гидродинамические процессы, в том числе электроконвекция.

Один из механизмов электроконвекции связан со свободными зарядами, которые инжектируются с поверхности электрода. Заряды взаимодействуют с полем и могут приводить жидкость в движение [1–5].

Инжекцией заряда называется возникновение заряда в приэлектродной области в результате реакций следующего типа [2]:



где M - металл электрода, который захватывает электрон e от ионной пары (X^+Y^-). Ионный компонент X^+ называется инжектируемым, а проводимость, описываемая приведенной реакцией, называется инжекционной.

Существует тип ионной инжекции, когда диэлектрическая проницаемость жидкости настолько высока, что ионы «вытягиваются» в объем жидкого диэлектрика, причем интенсивность инжекции не зависит от времени. В этом случае инжекцию называют автономной [1–2].

Попадая в жидкость, ионы начинают распространяться от анода к катоду благодаря проводимости, диффузии и при определенных условиях, вследствие конвективного переноса.

Исследование распределений заряда в неподвижной слабопроводящей жидкости при автономной инжекции с анода и отсутствии диффузионного потока на катоде рассмотрено в [6]. В данной работе рассмотрен случай, когда заряд на катоде равен нулю.

2. Постановка задачи и метод решения

Рассмотрим плоский конденсатор с расстоянием между пластинами L , заполненный слабопроводящей жидкостью, находящейся в постоянном вертикальном электрическом поле E . Ось x направлена перпендикулярно границам слоя. Electroдам конденсатора соответствуют координаты $x = 0, L$. На аноде идет автономная инжекция заряженных частиц в жидкость: плотность заряда $q(z=0) = C_0$, а его потенциал – $\Phi(0) = \Phi_0$; потенциал катода – $\Phi(L) = 0$. Как и в [2-5] считается, что $C_0 \ll 1$ (инжекция заряда слабая). Заряд на катоде равен нулю.

Изначально заряда в конденсаторе нет, в момент прикладывания разности потенциалов к электродам возникает инжекция, и заряд распространяется в конденсатор.

Перенос заряда описывает безразмерная система уравнений для плотности заряда, потенциала и напряженности поля:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \nabla(qE) - \alpha \Delta q, \\ \Delta \Phi = -q, \\ E = -\nabla \Phi, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\alpha = \tilde{D}/K\Phi_0$ (\tilde{D} и K – коэффициенты диффузии и подвижности зарядов). Коэффициент α – безразмерный коэффициент диффузии (характеризует отношение диффузионного и электрического токов).

Граничные условия следующие:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad \Phi = 1, q = C_0, \\ x = 1: \quad \Phi = 0, q = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Для характеристики процессов в конденсаторе использовалась также интегральная характеристика – полный заряд Q :

$$\tilde{Q}(t) = \int_0^L q(x) dx . \quad (4)$$

Задача (2-3) решалась методом конечных разностей, причем для уравнения Пуассона применялся метод прогонки.

3. Результаты

На основе полученных результатов были получены следующие графики.

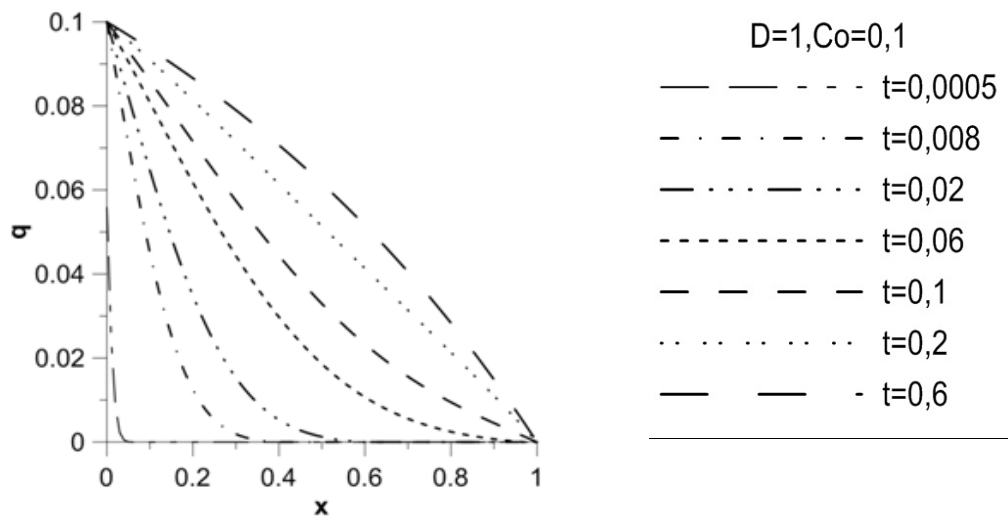


Рис.1. График зависимости плотности заряда q от координаты x в разные моменты времени. $D = 1, C_0 = 0.1$

На рис. 1 представлена эволюция заряда в конденсаторе. При малых временах заряд сосредоточен вблизи инжектирующего электрода (анода), но уже в момент времени $t = 0.008$ заполняет треть конденсатора, а при $t = 0.1$ достигает катода. Далее заряд продолжает накапливаться между электродами, а вид распределения $q(x)$ меняется. В момент $t = 0.2$ эта зависимость практически линейна, при $t = 0.4$ график зависимости становится не вогнутым, а выпуклым.

В конечном итоге распределение $q(x)$ и полный заряд \tilde{Q} выходит на некоторое стационарное значение Q . Необходимое для этого время убывает с ростом безразмерного коэффициента диффузии D (рис. 2). Кроме того, полный заряд в конденсаторе Q в стационарном состоянии тем меньше, чем больше коэффициент диффузии (рис. 3). Обнаружено, что в стационарном случае величина полного заряда в конденсаторе в нашем случае нулевого заряда на катоде меньше, чем в случае отсутствия диффузионного тока на катоде [6].

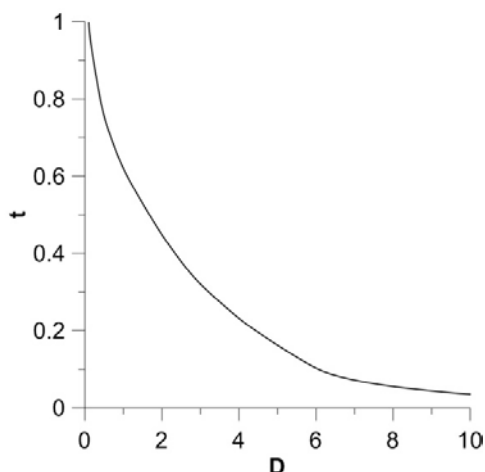


Рис. 2. Графики зависимости времени насыщения t от коэффициента диффузии D . $C_0 = 0.1$

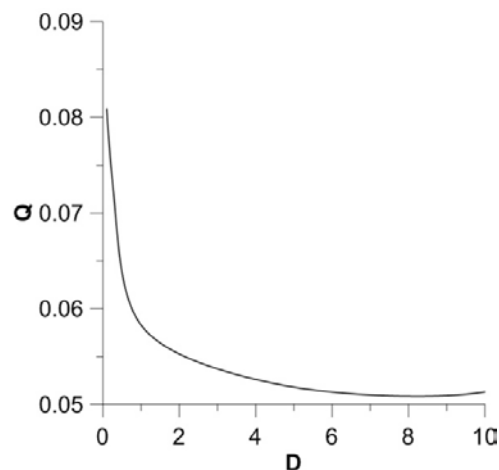


Рис. 3. График зависимости полного заряда Q от коэффициента диффузии D . $C_0 = 0.1$

4. Заключение

В работе исследовано распределение заряда в плоском конденсаторе со слабопроводящей жидкостью при наличии инъекции с анода в случае, когда заряд на катоде равен нулю. Рассмотрена зависимость заряда в конденсаторе от безразмерного коэффициента диффузии. Получены распределения плотности заряда и полного заряда в конденсаторе в разные моменты времени.

Список литературы

1. Жакин А. И., Приэлектродные и переходные процессы в жидких диэлектриках // Успехи физических наук. 2006. Т. 176. № 3. С. 289-310.
2. Pontiga F., Castellanos A. Physical mechanism of instability in a liquid layer subjected to an electric field and a thermal gradient // Physics of Fluids. 1994. Vol. 6. P. 1684–1701.
3. Perez A. T., Castellanos A. Role of charge diffusion in finite-amplitude electroconvection // Physical Review E. 1989. Vol.40. N 10. P. 5844-5855.
4. Смородин Б. Л., Тараут А. В. Динамика волновых электроконвективных течений в модулированном электрическом поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 145. № 1. С. 180-188.
5. Тараут А. В., Смородин Б. Л., Электроконвекция при наличии автономной униполярной инъекции // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 142. № 2. С. 403-412.
6. Целищев В. Ю. Распределение заряда в плоском конденсаторе при наличии автономной униполярной инъекции // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Физика для Пермского края». Вып.10. Пермь, 2017. С.87-90.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СУСПЕНЗИЯХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Н. В. Демин, Д. А. Петров

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

Исследованы ориентационные переходы в суспензии сегнетоэлектрических частиц на основе нематического жидкого кристалла. Получена система уравнений ориентационного равновесия суспензии в электрическом поле с учетом поляризации жидкокристаллической матрицы. Аналитически найдено выражение для порогового напряжения перехода Фредерикса.

Ключевые слова: жидкий кристалл, сегнетоэлектрические частицы, переход Фредерикса

ORIENTATIONAL TRANSITIONS IN A SUSPENSION OF FERROELECTRIC PARTICLES IN A NEMATIC LIQUID CRYSTAL

N. V. Demin, D. A. Petrov

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

Oriental transitions in a suspension of ferroelectric particles in a nematic liquid crystal were studied. We obtained the system of equations of orientational equilibrium in an electric field, which takes into account the polarization of the liquid crystal matrix. The expression for Fredericksz transition threshold voltage was found analytically.

Keywords: liquid crystal, ferroelectric particles, Fredericksz transition

В настоящей работе исследуются ориентационные переходы в суспензии сегнетоэлектрических частиц на основе нематического жидкого кристалла (ЖК). Рассмотрим плоскопараллельную ячейку суспензии толщиной L . Начало координат выберем в середине слоя. Ось x направлена вдоль границ ячейки, а ось z – перпендикулярно им.

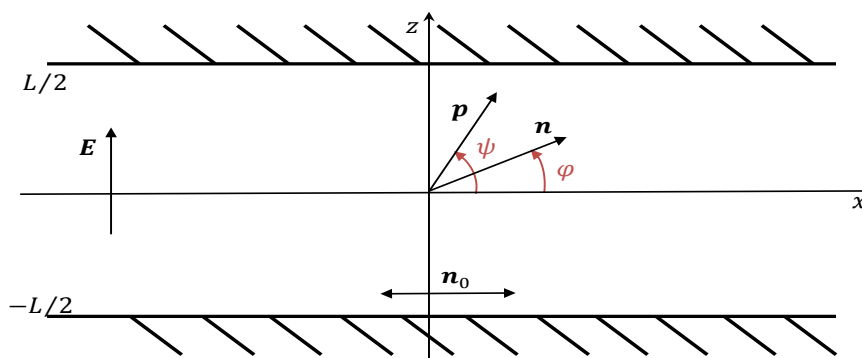


Рис. 1. Планарная ячейка с суспензией. Выбор системы координат

Предположим, что директор \mathbf{n} – единичный вектор, задающий направление преимущественной ориентации длинных осей молекул ЖК, имеет жесткое планарное сцепление с границами слоя и вектором \mathbf{p} , характеризующим среднее направление электрического дипольного момента сегнетоэлектрических частиц. Внешнее электрическое поле \mathbf{E} направлено перпендикулярно границам слоя вдоль оси z (рис. 1).

Запишем свободную энергию суспензии сегнетоэлектрических частиц на основе НЖК в электрическом поле [1]

$$F = \iiint_V (f_1 + f_2 + f_3) dV. \quad (1)$$

Здесь вклад в объемную плотность свободной энергии

$$f_1 = \frac{1}{2} [K_1(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_3(\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2] \quad (2)$$

учитывает ориентационно-упругие деформации НЖК, где K_1 , K_2 и K_3 являются модулями ориентационной упругости Франка.

Второе слагаемое

$$f_2 = -\frac{1}{2} \mathcal{D}_0 \mathbf{E}_0 - \mathbf{P} \mathbf{E} \quad (3)$$

учитывает взаимодействие электрического поля с ЖК матрицей и с сегнетоэлектрическими частицами. Здесь \mathcal{D}_0 – электрическое смещение, обусловленное только НЖК; \mathbf{P} – постоянная поляризация, приходящаяся на единицу объема суспензии, которая вызвана наличием примеси; \mathbf{E}_0 – внешнее электрическое поле; \mathbf{E} – электрическое поле, действующее непосредственно на сегнетоэлектрические частицы, связано с полем \mathbf{E}_0 следующим образом

$$\mathbf{E} = \lambda \mathbf{E}_0, \quad (4)$$

где λ – коррекционный фактор поля. С учетом (4) выражение (3) приобретает вид

$$f_2 = -\frac{1}{2} (\mathcal{D}_0 + 2\lambda \mathbf{P}) \mathbf{E}_0. \quad (5)$$

Здесь выражение в скобках $\mathcal{D}_0 + 2\lambda \mathbf{P} \equiv \mathcal{D}$ – это полное электрическое смещение, включающее влияние сегнетоэлектрических частиц и ЖК.

Векторы \mathcal{D}_0 и \mathbf{P} определяются выражениями соответственно

$$\mathcal{D}_0 = \varepsilon_0 \varepsilon_{\perp} \mathbf{E}_0 + \varepsilon_0 \varepsilon_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_0) \mathbf{n}, \quad \mathbf{P} = \mu (f_+ - f_-) \mathbf{p}. \quad (6)$$

Здесь ε_0 – диэлектрическая постоянная; $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} > 0$ – анизотропная диэлектрическая проницаемости ЖК, где ε_{\perp} и ε_{\parallel} – диэлектрическая восприимчивость в направлении перпендикулярном и параллельном \mathbf{n} соответственно; μ – постоянный электрический дипольный момент

сегнеточастицы; f_+ и f_- – объемные доли сегнетоэлектрических частиц с постоянными электрическими диполями, направленным параллельно или антипараллельно директору \mathbf{n} .

Электрическое поле \mathbf{E}_0 создается подаваемым на ячейку напряжением

$$u = \int_{-L/2}^{L/2} E_0 dz, \quad (7)$$

исходя из выбора системы координат (см. рис. 1), имеет вид $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_0)$. Так как в рассматриваемой системе нет свободных зарядов и магнитного поля, то, используя, уравнениям Максвелла можно записать

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E}_0 = 0. \quad (8)$$

Объединяя (6) и (8), получим, что $\mathbf{D} = (0, 0, D) = \text{const}$.

Третье слагаемое

$$f_3 = \frac{T k_B}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-) \quad (9)$$

учитывает вклад энтропии смешения идеального раствора частиц в суспензии. Здесь v – объем сегнетоэлектрической частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

Так как мы рассматриваем систему с жестким планарным сцеплением векторов \mathbf{n} и \mathbf{p} , то можно пользоваться одним вектором \mathbf{n} . В рассматриваемой геометрии (см. рис. 1) деформации ориентационной структуры суспензии отвечает комбинации поперечного и продольного изгибов, тогда директор ЖК можно записать как

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, 0, \sin \varphi). \quad (10)$$

Задачу удобно решать в безразмерном виде, поэтому введем безразмерные величины и параметры

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_1}, & k &= \frac{K_3}{K_1}, & U &= u \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_a}{K_1}}, & g_{\pm} &= \frac{f_{\pm}}{f}, \\ D &= \frac{DL}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_a K_1}}, & \zeta &= \frac{z}{L}, & \kappa &= \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_1 v}, & b &= \frac{\mu \bar{f} L}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_a K_1}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь U – безразмерное напряжение; g_{\pm} – приведенная объемная доля сегнетоэлектрических частиц; D – безразмерная электрическая индукция; ζ – безразмерная координата. Параметр сегрегации $\kappa = (L/\eta)^2$ представляющий собой квадрат отношения двух длин: L – толщины слоя и $\eta = (K_1 v / k_B T \bar{f})^{1/2}$, определяющей характерный размер области концентрационного расслоения частиц в суспензии. Параметр b определяет какой из двух ориентационных механизмов преобладает в суспензии, а

именно дипольный, обусловленный примесными частицами или квадрупольный, связанный с ЖК-матрицей.

Выражение для свободной энергии суспензии (1) с помощью (11) и с учетом обозначения

$$K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi \quad (12)$$

в безразмерной форме приобретает вид

$$\tilde{F} = \frac{FL}{SK_1} = \frac{1}{2} \left\{ \int_{-1/2}^{1/2} K(\varphi) \left(\frac{d\varphi}{dz} \right)^2 d\zeta + \int_{-1/2}^{1/2} \kappa (g_+ \ln g_+ + g_- \ln g_-) d\zeta - \frac{1}{2} \left(\frac{U^2}{\gamma} + 2\lambda b U U_{shift} \right) \frac{D\gamma}{(U + 2\lambda b \gamma U_{shift})} \right\}. \quad (13)$$

Здесь S – площадь, ограничивающих слой пластин, и введено обозначение для смещения электрического напряжения, вызванное сегнеточастицами

$$U_{shift} = \int_{-1/2}^{1/2} \frac{(g_+ - g_-) \sin \varphi d\zeta}{(1 + \gamma \sin^2 \varphi)}. \quad (14)$$

Также мы воспользовались заменой

$$\frac{D\gamma}{(U + 2\lambda b \gamma U_{shift})} = \left[\int_{-1/2}^{1/2} \frac{d\zeta}{(1 + \gamma \sin^2 \varphi)} \right]^{-1}. \quad (15)$$

Состоянию термодинамического равновесия системы отвечает минимум свободной энергии (13), которая является функционалом относительно трех скалярных функций $\varphi(\zeta)$, $g_-(\zeta)$ и $g_+(\zeta)$. Вариации по φ позволяет получить уравнение

$$K(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} + \frac{1}{2} \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} \right)^2 + \frac{D\gamma [g_+(\zeta) - g_-(\zeta)] (1 - \gamma \sin^2 \varphi) \cos \varphi}{(U + 2\lambda b U_{shift}) (1 + \gamma \sin^2 \varphi)} \lambda b U + \frac{1}{2} \frac{\gamma^2 D^2 U (U + 2\lambda b U_{shift})}{(U + 2\lambda b U_{shift})^2} \frac{\sin 2\varphi}{(1 + \gamma \sin^2 \varphi)^2} = 0. \quad (16)$$

Минимизация свободной энергии (13) по $g_+(\zeta)$ и $g_-(\zeta)$ с дополнительным условием постоянного числа частиц в системе позволяет получить следующие выражения

$$g_{\pm}(\zeta) = Q \exp \left\{ \pm \frac{\lambda b \gamma U D}{(U + 2\lambda b \gamma U_{shift})} \frac{\sin \varphi}{(1 + \gamma \sin^2 \varphi) \kappa} \right\}, \quad (17)$$

где

$$Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} 2 \cosh \left(\frac{\lambda b \gamma D \tilde{U} \sin \varphi}{2\kappa(1 + \gamma \sin^2 \varphi)} \right) d\zeta \quad (18)$$

и введено обозначение

$$\tilde{U} = \frac{U}{U + 2\lambda b \gamma U_{shift}}. \quad (19)$$

Выражение (13) с учетом (19) принимает вид

$$K(\varphi) \frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} + \frac{1}{2} \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} \right)^2 + \frac{\lambda \gamma D \tilde{U} b (1 - \gamma \sin^2 \varphi) \cos \varphi}{(1 + \gamma \sin^2 \varphi)} + \frac{\tilde{U} \gamma^2 D^2 \sin 2\varphi}{2(1 + \gamma \sin^2 \varphi)^2} = 0. \quad (20)$$

Система уравнений (15), (17) – (20) позволяет определить ориентационную структуру суспензии в электрическом поле.

Однородное состояние суспензии остается устойчивым, пока электрическое напряжение не превысит некоторое критическое значение U_c . Вблизи U_c директор \mathbf{n} слабо отклонен от оси легкого ориентирования, т.е. $\varphi \ll 1$, а распределение сегнеточастиц в ячейке близко к однородному $g_+(\zeta) = g_-(\zeta) \approx 1/2$. В этом случае систему уравнений (15), (17) – (20) можно линеаризовать, в итоге получим

$$\frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} + U_c^2 \left(1 + \frac{\lambda^2 b^2}{\kappa} \right) \varphi = 0. \quad (21)$$

Из условия существования нетривиального решения уравнения (21) получим выражение для критического напряжения Фредерикса

$$\pi^2 = U_c^2 \left(1 + \frac{\lambda^2 b^2}{\kappa} \right). \quad (22)$$

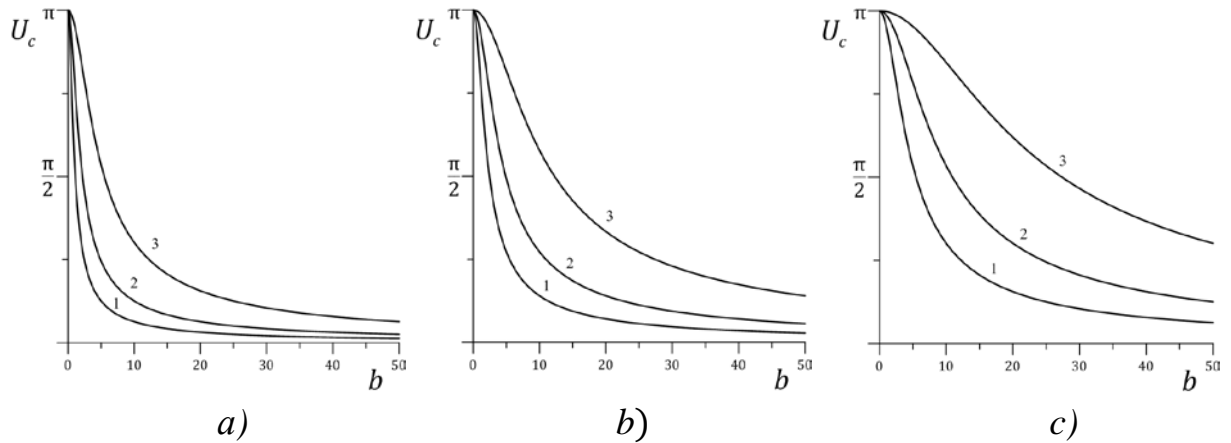


Рис. 2. Пороговое напряжение U_c перехода Фредерикса в зависимости от параметра b ; а) $\kappa = 0.2$; б) $\kappa = 1$; в) $\kappa = 5$; кривая 1 – $\lambda = 1$; кривая 2 – $\lambda = 0.5$; кривая 3 – $\lambda = 0.2$

На рис. 2 представлена зависимость порогового напряжения перехода Фредерикса (22) от параметра b для разных значений сегрегационного параметра и коррекционного коэффициента. Как видно из рис. 2 с ростом параметра b , то есть с увеличением преобладание дипольного механизма над квадрупольным, происходит уменьшение напряжения, необходимого для перехода из однородной в неоднородную фазу. Также из рис. 2 видно, что при уменьшении коррекционного фактора поля λ пороговое напряжение увеличивается. Кроме этого пороговое напряжение зависит от интенсивности сегрегационных эффектов в суспензии. С уменьшением параметра κ (увеличение сегрегации сегнеточастиц) уменьшается и пороговое напряжение.

В работе в рамках континуальной теории исследован ориентационный отклик ЖК суспензии сегнетоэлектрических частиц на приложенное электрическое поле. Впервые для жесткого сцепления частиц с матрицей получена система уравнений ориентационного равновесия. Аналитически найдено выражение для критического напряжения Фредерикса.

Список литературы

1. *Reshetnyak V. Yu., Shelestiuk S. M., Sluckin T. J.* Fredericksz transition threshold in nematic liquid crystals filled with ferroelectric nano-particles // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2006. Vol. 454. P. 201–206.

СПИРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

А. К. Караваева, Д. В. Макаров

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

В рамках континуальной теории изучена динамика ориентационной структуры холестерического жидкого кристалла, помещенного в эллиптически поляризованное вращающееся магнитное поле. Получено аналитическое решение уравнения динамики для угла ориентации директора в слабом магнитном поле. Проанализировано выражение, описывающее временную зависимость шага спирали от параметров поля.

Ключевые слова: холестерик; вращающееся магнитное поле; эллиптическая поляризация

SPIRAL STRUCTURE OF A CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL IN A ROTATING MAGNETIC FIELD WITH ELLIPTICAL POLARIZATION

A. K. Karavaeva, D. V. Makarov

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

In the framework of the continuum theory, the dynamics of the orientational structure of a cholesteric liquid crystal in an elliptically polarized rotating magnetic field is studied. An analytical solution of the dynamic equation for the director orientation angle in weak magnetic field is obtained. We analyze an expression describing the time dependence of the helix pitch on the field parameters.

Keywords: cholesteric; rotating magnetic field; elliptical polarization

Жидкие кристаллы (ЖК) – это вещества, обладающие промежуточным состоянием между твердым кристаллическим и жидким изотропным, в которое они переходят при изменении внешних условий [1–3]. ЖК, молекулы которых хиральны, т.е. не обладают зеркальной симметрией, образуют холестерическую фазу, характеризующуюся спонтанной спиральностью (винтовой симметрией в расположении длинных осей молекул). Она придает холестерикам такие уникальные оптические свойства, как селективное отражение света и сильное вращение его плоскости поляризации, которые широко используются в различных устройствах и приложениях. Этими свойствами можно управлять, изменяя шаг спирали холестерика при помощи внешних силовых полей.

В настоящей работе теоретически изучается деформация ориентационной спиральной структуры холестерического жидкого кристалла (ХЖК) во вращающемся магнитном поле с эллиптической поляризацией.

Рассмотрим ХЖК (рис. 1), к которому ортогонально оси его спирали приложено эллиптически поляризованное магнитное поле, вращающееся с постоянной угловой скоростью ω :

$$\mathbf{H} = H(\cos \omega t, a \sin \omega t, 0), \quad (1)$$

где a – параметр эллиптичности поля.

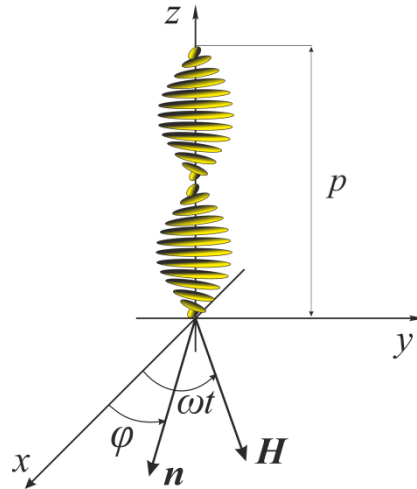


Рис. 1. Ориентация ХЖК во вращающемся магнитном поле

В ХЖК с положительной анизотропией диамагнитной восприимчивости ($\chi_a > 0$) приложенное поле вызовет поворот директора \mathbf{n} в плоскости xOy и приведет к деформации его спиральной структуры. В этом случае векторное поле директора можно искать в следующем виде:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(t, z), \sin \varphi(t, z), 0), \quad (2)$$

где $\varphi(t, z)$ – угол поворота директора, отсчитываемый от оси x .

Динамику ориентационной структуры холестерика будем описывать в рамках континуальной теории Эриксона-Лесли [1]. Как известно [2], в рассматриваемой геометрии задачи, где возникают только деформации кручения поля директора, градиенты скорости течения ХЖК-среды отсутствуют, поэтому динамика ориентационной структуры ХЖК будет определяться только уравнением движения директора [1–2]

$$\gamma_1 \dot{\mathbf{n}} = \mathbf{h}, \quad (3)$$

где γ_1 – коэффициент вращательной вязкости ХЖК, $\dot{\mathbf{n}} = d\mathbf{n}/dt$, \mathbf{h} – вектор «молекулярного поля», действующий на директор.

Молекулярное поле, которое входит в уравнение движения директора (3), определяется соотношением [1–2]:

$$h_i = -\frac{\partial F}{\partial n_i} + \frac{\partial}{\partial r_k} \frac{\partial F}{\partial \frac{\partial n_i}{\partial r_k}} + \lambda n_i, \quad (4)$$

здесь λ – неопределенный множитель Лагранжа, F – объемная плотность свободной энергии холестерика, содержащая два вклада:

$$F = F_1 + F_2, \quad (5)$$

$$F_1 = \frac{1}{2} [K_{11}(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rot} \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \operatorname{rot} \mathbf{n})^2],$$

$$F_2 = -\frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2,$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} – константы упругости Франка, q_0 – волновое число невозмущенной спиральной структуры холестерика, F_1 – потенциал Озеена-Франка, F_2 – диамагнитный вклад, определяющий энергию взаимодействия магнитного поля с ХЖК.

Подставляя в определение молекулярного поля (4) явный вид потенциала Озеена-Франка F_1 из формулы (5) и записывая соответствующие проекции уравнения движения (3), после исключения множителя Лагранжа получаем следующее уравнение динамики угла ориентации директора ХЖК:

$$\frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = -\frac{h^2}{4} \left[(1 - a^2) \sin 2(\varphi - \tau) + \frac{(a - 1)^2}{2} \sin 2(\varphi + \tau) \right] + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2}, \quad (6)$$

В уравнение (6) введены следующие безразмерные величины:

$$\tau \equiv \omega t, \quad \zeta \equiv q_0 z, \quad \Omega \equiv \frac{2\gamma_1 \omega}{K_{22} q_0^2}, \quad h \equiv \frac{H}{q_0} \sqrt{\frac{\chi_a}{K_{22}}},$$

здесь τ – безразмерное время, ζ – безразмерная координата, Ω – безразмерная скорость вращения магнитного поля, h – безразмерная напряженность магнитного поля.

Проанализируем далее влияние вращения и эллиптичности поля на процесс деформации спиральной структуры холестерика при слабой напряженности магнитного поля. Для этого представим решение уравнения динамики (6) в слабом магнитном поле, т.е. при малых h , в следующем виде

$$\varphi(\zeta, \tau) = \zeta + h^2 \varphi_1(\zeta, \tau) + \dots, \quad h \lesssim h_0 = \pi/2, \quad (7)$$

здесь ζ – это равновесное решение уравнения динамики в отсутствие внешнего магнитного поля. Оно соответствует невозмущенной структуре холестерика с безразмерным шагом спирали $p_0 = 2\pi$.

Подставляя вид решение (7) в уравнение динамики (6) и линеаризуя его по φ_1 , получаем следующее неоднородное дифференциальное линейное уравнение в частных производных

$$\frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial \zeta^2} = -\frac{1}{4} \left[(1 - a^2) \sin 2\zeta + \frac{(a + 1)^2}{2} \sin 2(\zeta - \tau) + \frac{(a - 1)^2}{2} \sin 2(\zeta + \tau) \right]. \quad (8)$$

Установившееся решение ($\tau \rightarrow \infty$) уравнения (8) будем искать в следующем виде:

$$\varphi_1 = A_1 \sin 2\zeta + B_1 \sin 2(\zeta - \tau) + B_2 \cos 2(\zeta - \tau) + C_1 \sin 2(\zeta + \tau) + C_2 \cos 2(\zeta + \tau). \quad (9)$$

В итоге выражение для угла ориентации директора ХЖК (7) в слабом вращающемся магнитном поле примет вид:

$$\varphi = \zeta + \frac{h^2(a^2 - 1) \sin 2\zeta}{16} - \frac{h^2(1 + a)^2}{2(\Omega^2 + 16)} \left[\sin 2(\zeta - \tau) + \frac{\Omega}{4} \cos 2(\zeta - \tau) \right] - \frac{h^2(a - 1)^2}{2(\Omega^2 + 16)} \left[\sin 2(\zeta + \tau) + \frac{\Omega}{4} \cos 2(\zeta + \tau) \right]. \quad (10)$$

Полученное решение (10) позволяет найти аналитически выражение для шага спирали холестерика в слабом магнитном поле

$$\begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^p d\zeta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\zeta}{d\varphi} d\varphi \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\zeta}{\varphi'_\zeta} = 1 + \frac{h^4}{16} \left[\frac{(a^2 - 1)^2}{8} + \frac{a^4 + 6a^2 + 1}{\Omega^2 + 16} + \frac{(a^2 - 1)^2 \cos 2(\alpha - 2\tau)}{\sqrt{\Omega^2 + 16}} \right] \\ &\quad - \frac{h^4(a^2 - 1)}{16\sqrt{\Omega^2 + 16}} \left[(a^2 + 1) \cos(\alpha - 2\tau) - \frac{a}{2} (\sin \alpha \cos 2\tau) \right], \quad (11) \end{aligned}$$

где $\alpha = \arctan \Omega/4$.

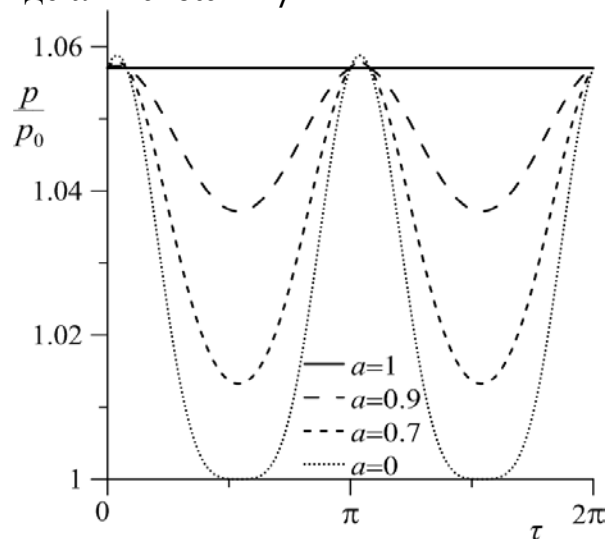


Рис. 2. Зависимость приведенного шага спирали p/p_0 от времени τ при $h = 0.75h_0$, $\Omega = 1$ и различных значениях эллиптичности a

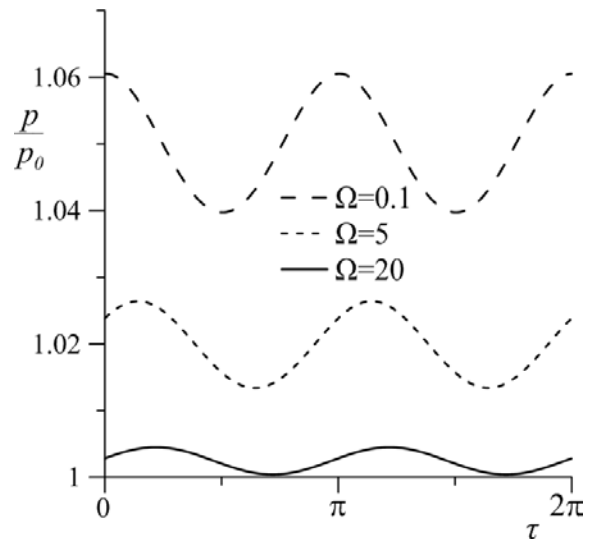


Рис. 3. Зависимость приведенного шага спирали p/p_0 от времени τ при $h = 0.75h_0$, $a = 0.9$ и различных значениях скорости вращения поля Ω

Зависимости приведенного шага спирали p/p_0 от времени τ , определяемые формулой (11), при различных значениях параметра эллиптичности a для напряженности магнитного поля $h = 0.75h_0$ и угловой скорости его вращения $\Omega = 1$, показаны на рис. 2. Из рисунка видно, что в эллиптически поляризованном магнитном поле ($a \neq 1$) шаг спирали холестерика p осциллирует около некоторого среднего значения $\langle p \rangle$, причем $p(\tau) > p_0$. Максимальная амплитуда колебаний достигается при линейно поляризованных колебаниях поля ($a = 0$). С увеличением параметра эллиптичности a амплитуда колебаний уменьшается и при круговой поляризации ($a = 1$) осцилляции шага исчезают.

На рис. 3 изображена зависимость приведенного шага спирали p/p_0 от времени τ при $h = 0.75h_0$, $a = 0.9$ и различных значениях скорости вращения поля Ω . Видно, что с ростом скорости вращения магнитного поля Ω уменьшается амплитуда приведенного шага спирали и его среднее значение.

Список литературы

1. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы: структура и свойства. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013. 480 с.
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
3. Сонин А. С. Введение в физику жидких кристаллов. М.: Наука, 1983. 320 с.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА АНИЗОТРОПИИ ПОТЕНЦИАЛА ПОВЕРХНОСТНОГО СЦЕПЛЕНИЯ НА ПОЛЯ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ В ФЕРРОНЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л. И. Князева, Д. В. Макаров

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

В рамках континуальной теории исследовано влияние параметра анизотропии сцепления на поля ориентационных переходов в ферронематическом жидком кристалле. Получены аналитические выражения для полей перехода между ориентационными фазами ферронематика. Анализ критических полей свидетельствует о возможности ориентационных переходов первого рода между гомеотропной и планарной фазами, минуя угловую фазу.

Ключевые слова: ферронематик; бистабильный поверхностный потенциал; магнитное поле; ориентационные переходы

INFLUENCE OF THE ANISOTROPY PARAMETER OF SURFACE COUPLING POTENTIAL ON THE ORIENTATIONAL TRANSITION FIELDS IN A FERRONEMATIC LIQUID CRYSTAL

L. I. Knyazeva, D. V. Makarov

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

The influence of the anchoring anisotropy parameter on the orientation transition fields in a ferronematic liquid crystal is studied in the framework of the continuum theory. Analytical expressions for the transition fields between the orientation phases of a ferronematic are obtained. The analysis of critical fields indicates the possibility of the orientational first-order transitions between the homeotropic and planar phases, bypassing the angular phase.

Keywords: ferronematic; bistable surface potential; magnetic field; orientational transitions

Ферронематическими жидкими кристаллами, или ферронематиками (ФН), называют низкоконцентрированные суспензии анизометричных магнитных частиц на основе нематических жидких кристаллов [1]. Такие композиционные магнитные материалы благодаря жидкокристаллической матрице ФН обладают хорошей текучестью и анизотропией физических свойств, а внедренные в матрицу феррочастицы могут приводить к более сильному, чем в беспримесных жидких кристаллах (ЖК), отклику суспензии на приложенное магнитное поле.

В данной работе проанализировано влияние параметра анизотропии бистабильного потенциала поверхностного сцепления на поля ориентационных переходов в ФН. Описание осуществляется в рамках континуальной теории [2], в которой направление преимущественной ориентации молекул ЖК задается единичным вектором \mathbf{n} , называемым

директором, а направление преимущественной ориентации магнитных моментов феррочастиц – единичным вектором намагниченности \mathbf{m} .

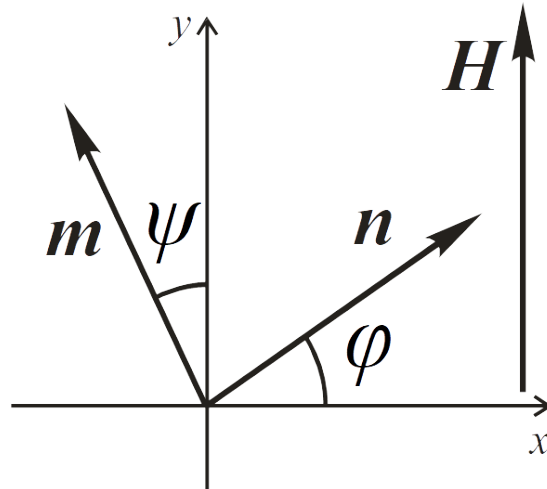


Рис. 1. Ферронематик в магнитном поле

Рассмотрим неограниченный образец ФН, помещенный в однородное магнитное поле \mathbf{H} (рис. 1). Сцепление между магнитными частицами и молекулами ЖК будем считать мягким и гомеотропным. При таком сцеплении в отсутствие внешних полей директор и намагниченность ориентируются ортогонально друг другу, при этом при включении внешнего поля их взаимная ориентация может изменяться.

Равновесная ориентационная структура ФН находится из условия минимума полной свободной энергии, объемная плотность которой F содержит три вклада [1, 3, 4]:

$$F = F_{dia} + F_{ferro} + F_s, \quad (1)$$

здесь первый вклад

$$F_{dia} = -\frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 \quad (2)$$

определяет энергию взаимодействия магнитного поля и жидкокристаллической матрицы. Анизотропию диамагнитной восприимчивости нематика χ_a считаем положительной. В этом случае директор будет стремиться ориентироваться вдоль поля.

Второе слагаемое в (1) – это энергия взаимодействия магнитных моментов феррочастиц с магнитным полем

$$F_{ferro} = -M_s f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}), \quad (3)$$

где M_s – намагниченность насыщения магнитного материала феррочастиц; f – объемная доля магнитных частиц в суспензии.

Вклад

$$F_s = \frac{W}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 [1 - \zeta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2], \quad (4)$$

называемый бистабильным потенциалом [4], описывает энергию взаимодействия магнитных моментов феррочастиц с жидкокристаллической матрицей. Здесь W – это поверхностная плотность энергии сцепления, принимаемая положительной, что означает, что минимуму энергии соответствует исходное взаимно ортогональное положение директора и намагниченности; d – диаметр магнитной частицы; ζ – параметр анизотропии потенциала поверхностного сцепления.

График зависимости приведенного бистабильного потенциала от угла θ между директором и намагниченностью при различных значениях параметра анизотропии сцепления ζ представлен на рис. 2.

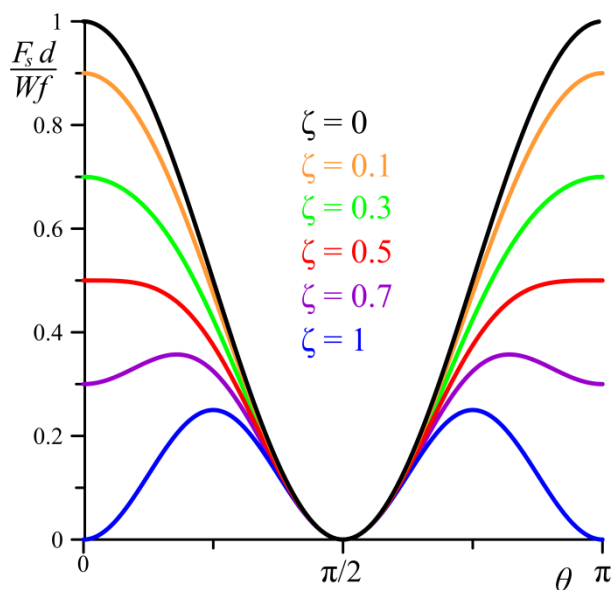


Рис. 2. Зависимость приведенного бистабильного поверхностного потенциала сцепления $F_s d / W f$ от угла θ между директором и намагниченностью при различных значениях параметра анизотропии сцепления ζ

Если параметр $\zeta = 0$, то потенциал сцепления имеет один минимум, соответствующий только гомеотропному сцеплению директора и намагниченности. Как видно из рис. 2, при $\zeta = 0.5$ появляется дополнительный минимум, соответствующий планарному сцеплению директора и намагниченности. Этот минимум является локальным, но становится «глубже» с увеличением ζ . При $\zeta = 1$ минимумы имеют одинаковую глубину и состояния с гомеотропным и планарным сцеплениями становятся энергетически эквивалентными.

Введем безразмерные величины для удобства последующего теоретического анализа. Принимая за единицу измерения напряженности магнитного поля величину $H_0 = M_s f / \chi_a$, при которой вклады F_{ferro} и F_{dia} являются величинами одного порядка, введем безразмерную напряженность магнитного поля $h = H / H_0$. Через $\omega = W \chi_a / (M_s^2 f d)$ обозначим безразмерную энергию сцепления.

Преобразуя выражения (1) – (4) с учетом введенных безразмерных величин, получим следующее выражение для плотности свободной энергии ФН в безразмерной форме:

$$F = -h \cos \psi - \frac{h^2}{2} \sin^2 \varphi + \omega \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)]. \quad (5)$$

Минимизация свободной энергии (5) по углам ориентации директора и намагниченности приводит к следующим уравнениям равновесия:

$$\frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - \omega \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (6)$$

$$h \sin \psi - \omega \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (7)$$

Уравнения (6) – (7) имеют тривиальные однородные решения $\varphi = \psi = 0$ и $\varphi = \pi/2, \psi = 0$, соответствующие гомеотропной (рис. 3а) и планарной (рис. 3б) ориентационным фазам ФН, которые существуют при любых значениях напряженности поля и энергий поверхностного сцепления. Однако термодинамически устойчивыми они являются лишь в определенных диапазонах напряженностей приложенного магнитного поля, когда свободная энергия минимальна, то есть при выполнении условий:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \geq 0, \quad \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \psi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi \partial \psi} \right)^2 \geq 0. \quad (8)$$

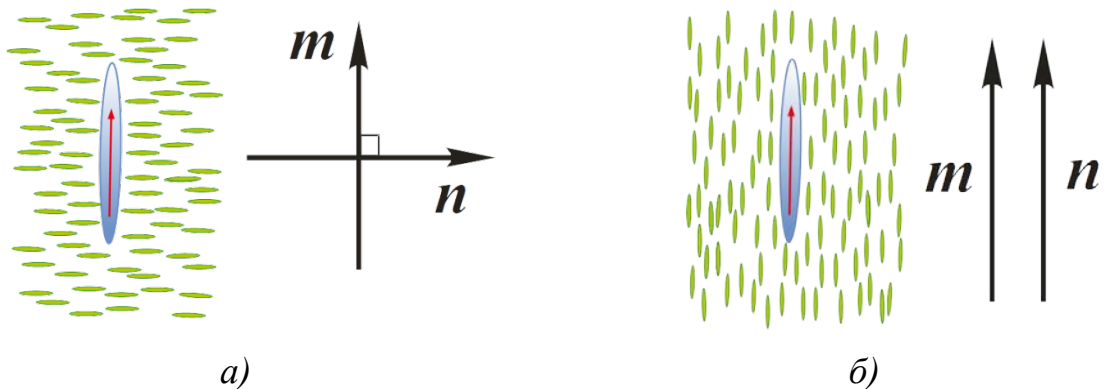


Рис. 3. Ориентационные фазы ФН, соответствующие тривиальным решениям уравнений равновесия:
а) гомеотропная фаза; б) планарная фаза

При включении магнитного поля ФН находится в исходной гомеотропной фазе (рис. 3а). С ростом его напряженности при критическом значении

$$h_{\perp} = -\omega + \sqrt{\omega^2 + 2\omega} \quad (9)$$

гомеотропная фаза теряет устойчивость и ФН переходит в угловую ориентационную фазу, в которой угол между директором и

намагниченностью отличен от 0 и $\pi/2$. При дальнейшем увеличении напряженности поля до значения

$$h_{\parallel} = \omega(1 - 2\zeta) + \sqrt{\omega^2(1 - 2\zeta)^2 + 2\omega(1 - 2\zeta)} \quad (10)$$

теряет устойчивость угловая фаза и происходит переход в планарную ориентационную фазу (рис. 3б).

На рис. 4 представлены зависимости критических полей от параметра анизотропии сцепления ζ при различных значениях энергии сцепления ω .

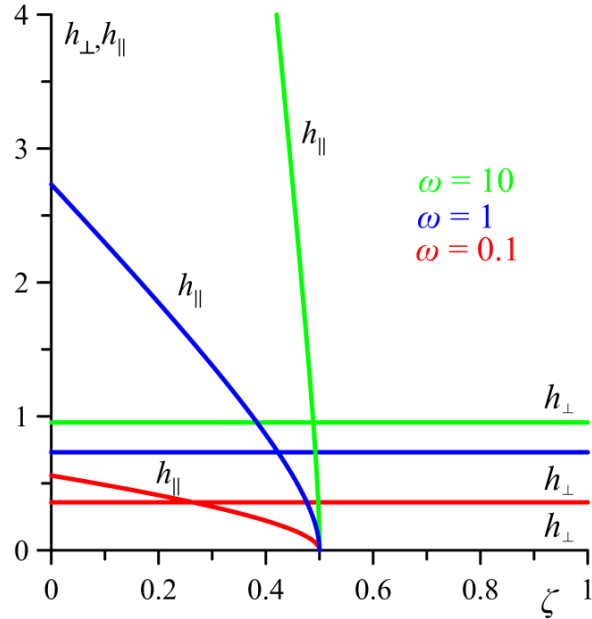


Рис. 4. Зависимость критических полей от параметра анизотропии сцепления ζ при различных значениях энергии сцепления ω

Отметим, что в предельном случае при $\zeta = 0$ критические поля (9) и (10) совпадают с выражениями, полученными ранее в работе [5].

Поле h_{\perp} не зависит от параметра ζ и увеличивается с ростом энергии сцепления ω до предельного значения $h_{\perp} = 1$. Поле перехода из угловой фазы в планарную h_{\parallel} неограниченно растет при увеличении ω и при $\omega \rightarrow \infty$ стремится к значению $h_{\parallel} = 2\omega(1 - 2\zeta)$. С ростом ζ поле h_{\parallel} уменьшается и обращается в нуль при $\zeta = 0.5$, когда появляется второй минимум у бистабильного потенциала (4). При $\zeta > 0.5$ критическое поле h_{\parallel} не существует. Это указывает на то, что для таких значений параметра анизотропии сцепления ориентационные переходы в планарную фазу могут происходить из гомеотропной фазы, минуя угловую. Анализ выражений (9) и (10) показывает, что $h_{\parallel} > h_{\perp}$ при

$$\zeta < \zeta^* \equiv \frac{-\omega + \sqrt{\omega^2 + 2\omega}}{1 - \omega + \sqrt{\omega^2 + 2\omega}}$$

и $h_{\parallel} < h_{\perp}$ при $\zeta > \zeta^*$.

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. *De Gennes P. G.* The physics of liquid crystals. Oxford University Press, 1974. 400 p.
3. *Burylov S. V., Raikher Y. L.* Macroscopic Properties of Ferronematics Caused by Orientational Interactions on the Particle Surfaces // *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 1995. Vol. 258. P. 107–122.
4. *Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N.* Magnetically induced bistable behavior of ferronematic liquid crystals // *Physical Review E*. 2013. Vol. 88. 052503.
5. *Zakhlevnykh A. N.* Threshold magnetic fields and Freedericksz transition in a ferronematic // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2004. Vol. 269. P. 238–244.

МАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ В ПЕРЕМЕННОМ ПОЛЕ: ДИССИПАЦИЯ ЭНЕРГИИ

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, Королёва, 1

Экспериментально исследована диссипация энергии в магнитной жидкости, помещённой в переменное магнитное поле звуковой частоты. Цель работы – получение информации об амплитудной зависимости динамической восприимчивости и границах применимости линейного релаксационного уравнения для намагничённости. Использованы два независимых метода: измерение динамической восприимчивости мостом взаимной индуктивности в слабом зондирующем поле и прямое измерение тепловыделения при повышенных амплитудах магнитного поля. Сопоставление результатов, полученных разными методами, обнаружило систематическое расхождение между двумя сериями опытов, которое объясняется существованием в магнитной жидкости многочастичных кластеров и блокировкой их вращательных степеней свободы на звуковых частотах.

Ключевые слова: магнитная жидкость; диссипация энергии; динамическая восприимчивость; переменное магнитное поле

MAGNETIC FLUID IN AN ALTERNATING FIELD: DISSIPATION OF ENERGY

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

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

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

The energy dissipation in a magnetic fluid placed in an alternating magnetic field of the sound frequency is studied experimentally. The aim of the paper is to obtain information on the amplitude dependence of the dynamic susceptibility and the limits of applicability of the linear equation for magnetization relaxation. Two independent methods were used: the measurement of the dynamic susceptibility by a bridge of mutual inductance in a weak probing field and direct measurement of heat release at elevated amplitudes of the magnetic field. The comparison of the results obtained by different methods revealed a systematic discrepancy between two series of experiments, which is explained by the existence in the magnetic fluid of a multiparticle clusters and the blocking of their rotational degrees of freedom at sound frequencies.

Keywords: magnetic fluid; energy dissipation; dynamic susceptibility; alternating magnetic field

Магнитные жидкости – коллоидные растворы ферромагнитных частиц в немагнитной жидкости-носителе, обладают высокой чувствительностью к магнитному полю [1]. В слабом переменном поле динамическая восприимчивость жидкости представляется обычно в виде комплексной величины [2].

$$\tilde{\chi} = \chi_1 - i\chi_2 \quad (1)$$

Мнимая часть восприимчивости χ_2 отвечает за мощность диссипации энергии в жидкости, происходящей вследствие чередующихся процессов перемагничивания. Согласно [3 – 4] плотность тепловыделения определяется по формуле:

$$q = \mu_0 \omega \chi_2 \frac{H_0^2}{2}, \quad (2)$$

где ω – циклическая частота магнитного поля с амплитудой H_0 , $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная вакуума. Впрочем границы применимости формулы (2) ясны не до конца. Представление динамической восприимчивости в виде (1), лежащее в основе вывода формулы (2), предполагает линейную связь между намагниченностью материала и напряженностью магнитного поля, то есть малость намагниченности по сравнению с намагниченностью насыщения. В пределе низких частот намагниченность изменяется квазистатически, начальный (линейный) участок кривой намагничивания удовлетворяет условию малости параметра Ланжевена ξ , и область применимости (2) ограничена условием

$$\xi = \frac{\mu_0 \pi M_s H_0 d^3}{6kT} \ll 1 \quad (3)$$

где M_s и d – намагниченность насыщения и диаметр магнитного ядра частицы соответственно (для магнетитовых частиц $M_s = 4.8 \cdot 10^5$ А/м, $d \approx 10$ нм). Для распространенных магнитных жидкостей типа «магнетит – жидкие углеводороды» условие (3) выполняется в магнитных полях с напряженностью до 300–500 А/м [5]. В этом случае, однако, диссипация энергии пренебрежимо мала и не вызывает заметного нагрева магнитной жидкости. Ситуация существенно изменяется на частотах порядка 10^4 Гц и выше. В этом случае диссипация энергии достаточно велика, а отклик системы на переменное поле зависит от дисперсного состава частиц, межчастичных взаимодействий и амплитуды поля. Хотя в последнее время влияние всех этих факторов на динамику намагничивания исследуются достаточно интенсивно [6], проблема далека от решения. Цель настоящей работы – прояснить ситуацию с амплитудной зависимостью динамической восприимчивости на звуковых частотах, применительно к реальным магнитным жидкостям, которые чаще всего используются в лабораторных исследованиях и в прикладных задачах.

В эксперименте использовалась магнитная жидкость на основе керосина (вязкость $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$ Па·с) с магнетитовыми частицами, стабилизированная олеиновой кислотой. Суммарная толщина немагнитного слоя на поверхности частиц и молекул поверхностно активного вещества – $\Delta = 2.5$ нм [2]. Таким образом, средний гидродинамический диаметр частиц был равен

$(d+2\Delta) = 15$ нм. На основании известной формулы [1] оценивалось броуновское время релаксации.

$$\tau_B = \frac{\pi\eta(d+2\Delta)^3}{2kT}$$

Для комнатной температуры $\tau_B \sim 10^{-5}$ с по порядку величины. Это означает, что на частоте зондирующего поля 6 – 14 кГц произведение $\omega\tau_B \sim 0.1-1$, и диссипация энергии близка к максимальной.

В качестве источника магнитного поля использовался длинный соленоид, намотанный проводом ПЭВ диаметром 0.31 мм на трубу из поливинилхлорида, внешний диаметр которой 33 мм. Длина соленоида составила 374 мм, количество витков – 1080. В средней части соленоида на его оси размещалась пробирка для магнитной жидкости. Длина пробирки 107 мм, внутренний диаметр 8 мм. При указанной геометрии установки напряжённость поля в месте размещения пробирки была однородной в пределах 1 % и равнялась $H = \alpha I$, где $\alpha = (2.88 \pm 0.02) \cdot 10^3$ м⁻¹, I – сила тока в обмотке соленоида. Максимальная амплитуда зондирующего поля $H_0 = 1.5$ кА/м. Полная мощность, рассеиваемая в образце жидкости объёмом V определялась формулой

$$Q = \mu_0 \omega \chi_2 V \frac{H_0^2}{2}, \quad (4)$$

которая использовалась в дальнейшем для вычисления мнимой части восприимчивости χ_2 . Для определения мощности Q , диссипируемой в жидкости, измерялся перепад температуры между пробиркой с магнитной жидкостью и каркасом соленоида. Использовалась медь-константановая термопара, горячий спай которой приклеивался к стенке пробирки, а холодный – к внутренней стенке соленоида. Термо-ЭДС ε термопары измерялась вольтметром GDM-8246. Схематическое изображение экспериментальной установки приведено на рис. 1. Сила тока, протекающего в обмотке соленоида, и напряженность магнитного поля рассчитывались по формулам:

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}}, \quad H = \alpha I, \quad (5)$$

где U – напряжение на соленоиде. Активное сопротивление R и индуктивность соленоида L (отдельно для пустой пробирки и заполненной магнитной жидкостью) измерялись мостом переменного тока LCR-817.

Связь между термо-ЭДС ε и мощностью тепловыделения Q в пробирке с жидкостью определялась в калибровочных опытах. С этой целью вместо магнитной жидкости в пробирку помещался электронагреватель, изготовленный из радиотехнических резисторов, а оставшийся объём заполнялся глицерином. Электронагреватель подключался к источнику постоянного тока GPR-7550D. Мощность $Q = I_1 U_1$, выделяемая электронагревателем в про-

бирке рассеивалась через её стенки, приводя к появлению термо-ЭДС. Для каждого из использованных значений силы тока I строились экспериментальные зависимости $\varepsilon(Q)$ и производилась линейная аппроксимация данных по методу наименьших квадратов (рис. 2). Как и следовало ожидать, в режиме молекулярной теплопроводности экспериментальные кривые $\varepsilon(Q)$ хорошо описываются линейной зависимостью. То обстоятельство, что эти линии не проходят через начало координат и сдвигаются при изменении тока через соленоид, мы связываем со слабым нагревом резисторов переменным магнитным полем. Соответствующую поправку нетрудно ввести при обработке данных, относящихся уже к опытам с магнитной жидкостью.

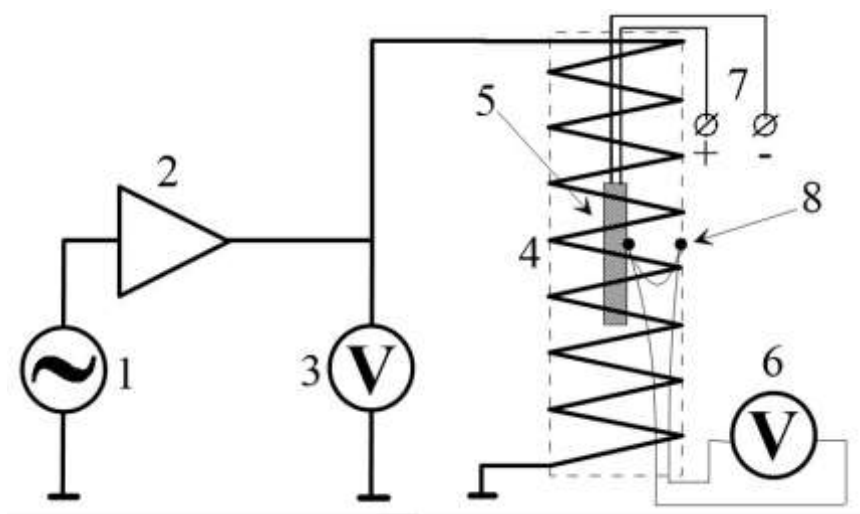


Рис. 1. Схема экспериментальной установки в «калибровочном» варианте. 1 – низкочастотный генератор ГЗ-112/1, 2 – усилитель звуковой частоты 100У-101, 3 – вольтметр средних значений Ф5053, 4 – соленоид, 5 – пробирка с нагревателем, 6 – вольтметр GDM-8246, измеряющий ЭДС термопары, 7 – источник постоянного тока GPR-7550D, 8 – термопара

После построения градуировочных графиков нагреватель и глицерин из пробирки удалялись и заменялись магнитной жидкостью равного объёма. Объём жидкости дозировался при помощи шприца. По достижении стационарного распределения температур в установке фиксировалась ЭДС термопары ε , по градуировочным кривым $\varepsilon(Q)$ определялся полный тепловой поток Q , выделяемый образцом магнитной жидкости, и рассчитывалась мнимая часть магнитной восприимчивости. Так как для измерения напряжения на соленоиде использовался вольтметр средних значений Ф5053 формула для расчёта χ_2 , следующая из (4), принимала вид:

$$\chi_2 = \frac{4Q}{\mu_0 \pi^3 \nu V \bar{H}^2}, \quad (6)$$

где \bar{H} – напряженность магнитного поля, вычисленная через средневывпрямленное значение напряжения по формуле (5), ν – тактовая частота сигнала генератора ГЗ-112/1.

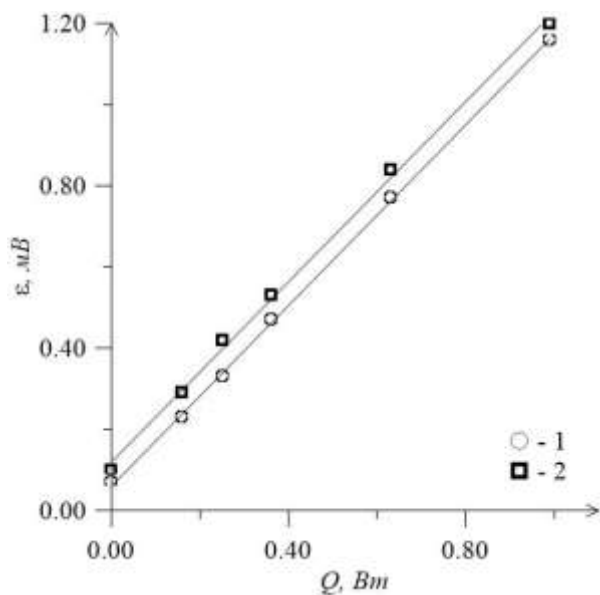


Рис. 2. Калибровочный график. ЭДС термопары в зависимости от мощности электронагревателя для двух значений силы тока в соленоиде: 0.19 А (1) и 0.34 А (2). Точками обозначены экспериментальные значения, прямыми линиями – линейная аппроксимация

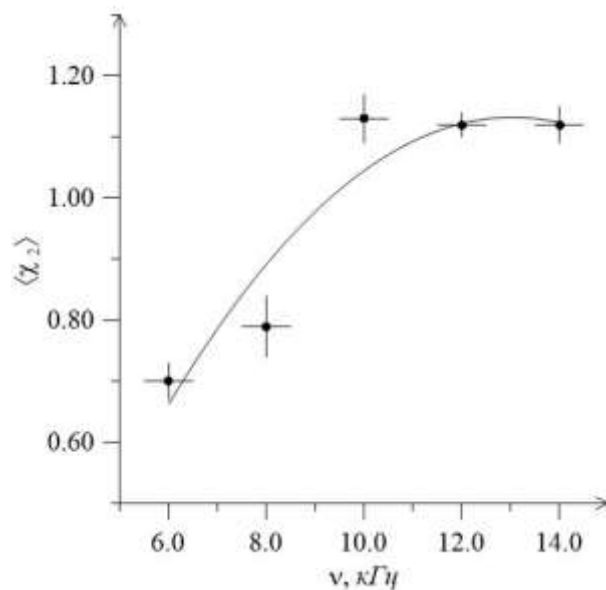


Рис. 3. Мнимая часть восприимчивости магнитной жидкости в зависимости от частоты зондирующего поля. Точками обозначены экспериментальные данные, гладкой кривой – результат аппроксимации полиномом второго порядка

На каждой фиксированной частоте проводилось по несколько измерений, результаты которых усреднялись и находилось среднеквадратичное отклонение. Полученная зависимость $\langle \chi_2 \rangle$ от частоты зондирующего поля ν аппроксимировалась полиномом второго порядка. Результаты приведены на рис. 3.

Прямые измерения мнимой части динамической восприимчивости $\chi_2^{\text{кон}}$ проводились при помощи стандартного моста взаимной индуктивности [2, 5] при комнатной температуре и минимальной амплитуде зондирующего поля (до 80 А/м). Результаты косвенных (по тепловыделению) и прямых (мостом взаимной индуктивности) измерений мнимой восприимчивости на разных частотах приведены в таблице 1.

Табл. 1. Мнимая часть динамической восприимчивости в зависимости от частоты зондирующего поля

ν , кГц	$\langle \chi_2 \rangle$	$\chi_2^{\text{кон}}$	$\langle \chi_2 \rangle / \chi_2^{\text{кон}}$
6.0	0.70	0.64	1.09
8.0	0.78	0.72	1.08
10.0	1.12	0.88	1.27
12.0	1.10	0.81	1.35
14.0	1.10	0.80	1.37

Во всех случаях мнимая часть динамической восприимчивости, рассчитанная по тепловыделению в магнитной жидкости, оказалась на 10–40% выше измеренной мостом взаимной индуктивности. Результат выглядит неожиданным, так как опыты по тепловыделению проводились при повышенных амплитудах зондирующего поля (до 1.5 кА/м). В этих условиях следовало бы ожидать уменьшения динамической восприимчивости, так как с ростом параметра Ланжевена уменьшается равновесная восприимчивость. Результат оказался противоположным. Наша рабочая версия, объясняющая это систематическое расхождение, основана на присутствии в магнитной жидкости большого числа многочастичных кластеров с сильной корреляцией магнитных моментов и преобладанием замкнутых магнитных цепей, аналогично тому, как это было рассмотрено ранее в [7]. Перемагничивание большого кластера за счет его механического вращения невозможно из-за большого времени броуновской релаксации и повышенной частоты поля, а переориентация магнитных моментов внутри кластера требует преодоления дополнительных потенциальных барьеров. Увеличение амплитуды зондирующего поля в этих условиях повышает вероятность преодоления барьеров и увеличивает динамическую восприимчивость.

Список литературы

1. Шлиомис М. И. Магнитные жидкости // Успехи физических наук. 1974. Т. 112. № 3. С. 427–458.
2. Лахтина Е. В., Пиеничников А. Ф. Дисперсия магнитной восприимчивости и микроструктура магнитной жидкости // Коллоидный журнал. 2006. Т. 68. № 3. С. 1–11.
3. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // Journal of magnetism and magnetic materials. 2002. Vol. 252. P. 370–374.
4. Стародубцев Ю. Н. Магнитомягкие материалы. Энциклопедический словарь-справочник. М.: Техносфера, 2011. 664 с.
5. Пиеничников А. Ф. Мост взаимной индуктивности для анализа магнитных жидкостей // Приборы и техника эксперимента. 2007. № 4. С. 88–93.
6. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Zverev V. S., et al. Temperature-dependent dynamic correlations in suspensions of magnetic nanoparticles in a broad range of concentrations: combined experimental and theoretical study // Physical Chemistry Chemical Physics. 2016. Vol. 18. P. 18342–18352.
7. Райхер Ю. Л., Пиеничников А. Ф. Динамическая восприимчивость концентрированных магнитных жидкостей // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1985. Т. 41. Вып. 3. С. 109–111.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИСФЕРИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА С ОДИНОЧНОЙ СУПЕРПАРАМАГНИТНОЙ ЧАСТИЦЕЙ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В. Д. Кочев, А. Ф. Пшеничников

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

Методом Монте-Карло исследовано взаимодействие сферического кластера с одиночной частицей, находящейся за пределами кластера. Кластер моделировался сферической полостью, заполненной сферическими однодоменными суперпарамагнитными частицами, имеющими пренебрежимо малую энергию магнитной анизотропии и сохраняющими поступательные степени свободы. Использовался классический алгоритм Метрополиса для канонического ансамбля с учетом только диполь-дипольных и стерических взаимодействий. Определена энергия взаимодействия частицы с кластером в зависимости от расстояния между ними, размера кластера и энергии диполь-дипольных взаимодействий.

Ключевые слова: магнитная жидкость, суперпарамагнитные частицы, метод Монте-Карло

INTERACTION OF QUASISPHERIC CLUSTER WITH SINGLE SUPERPARAMAGNETIC PARTICLE: NUMERICAL SIMULATION

V. D. Kochev, A. F. Pshenichnikov

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

The interaction of a spherical cluster with a single particle outside the cluster was studied by the Monte Carlo method. The cluster was modeled by a spherical cavity filled with spherical single-domain superparamagnetic particles having a negligible magnetic anisotropy energy and preserving translational degrees of freedom. We used the classical Metropolis algorithm for the canonical ensemble, taking into account dipole-dipole and steric interactions. The energy of interaction of the particle with a cluster is determined as a function of the distance between them, the size of the cluster, and the energy of the dipole-dipole interactions.

Keywords: magnetic fluid; cluster; superparamagnetic nanoparticles; Monte-Carlo method

Магнитная жидкость представляет коллоидную систему, состоящую из магнитных однодоменных частиц, находящихся во взвешенном состоянии в несущей жидкости (дисперсной среде) [1]. В результате взаимодействия частиц посредством Ван-дер-Ваальсовых и магнитодипольных сил образуются суперпарамагнитные квазисферические кластеры (микросферы), состоящие из десятков и сотен магнитных частиц. Вопрос о характере и величине взаимодействия квазисферических кластеров с одиночными магнитными частицами в магнитной жидкости в настоящее время не рассмотрен в литературе, хотя имеет важное значение для описания физических свойств системы.

Защитные оболочки из ПАВ не дают частицам слипаться, т.е. сблизиться на расстояние, достаточное для этого (стерическое отталкивание). Такое взаимодействие учитывается обычно с помощью потенциала твёрдых сфер диаметром d . Энергия стерического взаимодействия между двумя частицами записывается обычно в виде:

$$U_{ij} = \begin{cases} \infty & R_{ij} < d, \\ 0 & R_{ij} \geq d, \end{cases} \quad (1)$$

где R_{ij} – расстояние между частицами. Диполь-дипольное взаимодействие между двумя частицами описывается известным потенциалом [2]:

$$U_{ij} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j}{R_{ij}^3} - \frac{3(\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{R}_{ij})(\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{R}_{ij})}{R_{ij}^5} \right). \quad (2)$$

Введя безразмерное расстояние $r_{ij} = R_{ij} / d$ и количественный параметр интенсивности магнитодипольных взаимодействий между частицами с магнитным моментом m при минимальном расстоянии между ними (параметр агрегирования):

$$\lambda = \frac{\mu_0}{4\pi k_B T} \frac{m^2}{d^3}, \quad (3)$$

получаем безразмерное выражение для потенциала частицы в коллоиде:

$$\frac{U_i}{k_B T} = -\lambda \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \left(\frac{3(\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{e}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} - \frac{\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j}{r_{ij}^3} \right), \quad (4)$$

Здесь $k_B T$ – тепловая энергия движения, \mathbf{e}_i , \mathbf{e}_j – единичные векторы направления магнитных моментов. Для квазисферического кластера диаметром D , содержащего N частиц, введём плотность упаковки (объемную концентрацию частиц в кластере):

$$\phi = N \frac{v}{V}, \quad (5)$$

где v – объём частицы, V – объём кластера.

Методы Монте-Карло представляют собой реализации стохастического процесса, формируемого таким образом, чтобы средние характеристики величин в нём совпадали с термодинамически равновесными. В работе использовался классический алгоритм Метрополиса для канонического ансамбля [3] из N частиц при постоянных температуре и объеме. На каждом Монте-Карло шаге каждая частица, входящая в систему, подвергается испытанию на переход в новое случайное состояние, получив при этом приращение энергии ΔE . Если $\Delta E < 0$, то новое состояние принимается. Если

$\Delta E > 0$, то состояние принимается с вероятностью $p = \exp\{-\Delta E / k_B T\}$. В противном случае система остаётся в прежнем состоянии. После совершения $10^4 - 10^5$ Монте-Карло шагов в системе устанавливается термодинамическое равновесие, сопровождаемое тепловыми флуктуациями. Равновесные значения термодинамических величин находятся усреднением данных по $10^5 - 10^6$ микросостояниям.

Рассмотрим теперь задачу о вычислении энергии взаимодействия одиночной магнитной частицы с квазисферическим кластером. Пусть кластер состоит из N частиц и заданы безразмерные параметры ϕ и λ , кластер размещён в начале координат, имеет диаметр D , а суперпарамагнитная частица задаётся расстоянием между поверхностями частицы и кластера S и считается закреплённой на месте. Частицы в кластере в начальный момент времени задаются случайным радиус-вектором \mathbf{r} (при это частицы в рамках модели твёрдых сфер не должны пересекаться с другими частицами и с границей кластера) и случайным косинусом полярного угла $\cos\alpha$ между направлением вектора магнитного момента и осью, на которой находится закреплённая частица (рис. 1).

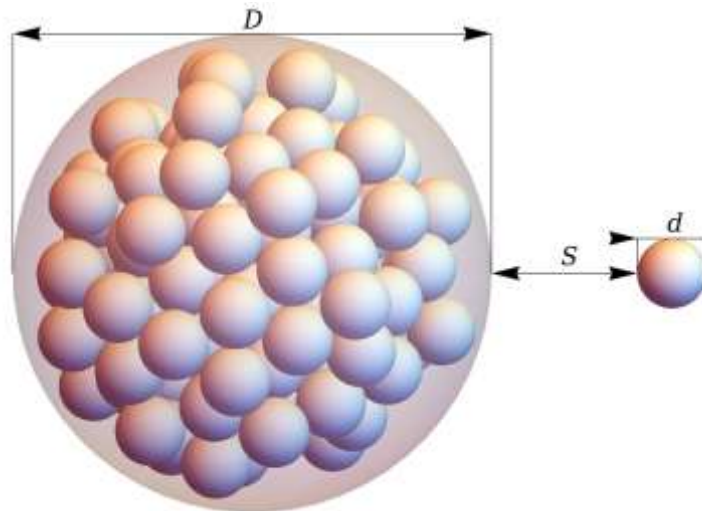


Рис. 1. Кластер из 128 частиц ($\phi = 0.4$) и одиночная частица

Реализуя алгоритм Метрополиса для канонического ансамбля, необходимо на каждом Монте-Карло шаге выполнять следующие действия:

1. Выбрать одну частицу из кластера и вычислить её энергию взаимодействия $U_{\text{old}} / k_B T$ с остальными частицами в кластере по формуле (4).
2. Случайным образом получить новое состояние системы с перемещённой ($\mathbf{r}_{\text{new}} = \mathbf{r}_{\text{old}} + \mathbf{a}_{\text{random}}$) и повёрнутой ($\cos\alpha_{\text{new}} \in [0,1]_{\text{random}}$) частицей.
3. Если частица пересеклась с другими частицами или с краем кластера, то вернуть её в старое состояние и перейти к следующей (шаг 1). Если не пересеклась, то вычислить её энергию взаимодействия $U_{\text{new}} / k_B T$.
4. Вычислить изменение $\Delta U / k_B T = (U_{\text{new}} - U_{\text{old}}) / k_B T$. Если $\Delta U / k_B T > 0$, то новое состояние принимается. Если $\Delta U / k_B T < 0$, то состояние при-

нимается с вероятностью $p = \exp(-\Delta U / k_B T)$, иначе состояние отвергается и частица остается в старом состоянии (т.е. повторно принимается старое состояние).

5. Перейти к следующей частице в шаге 1. Если все N частиц кластера уже перебраны, то провести ту же процедуру с пробной частицей.
6. Усреднить энергию взаимодействия частицы с кластером по большому количеству Монте-Карло шагов, получаем искомую энергию взаимодействия пробной частицы с кластером.

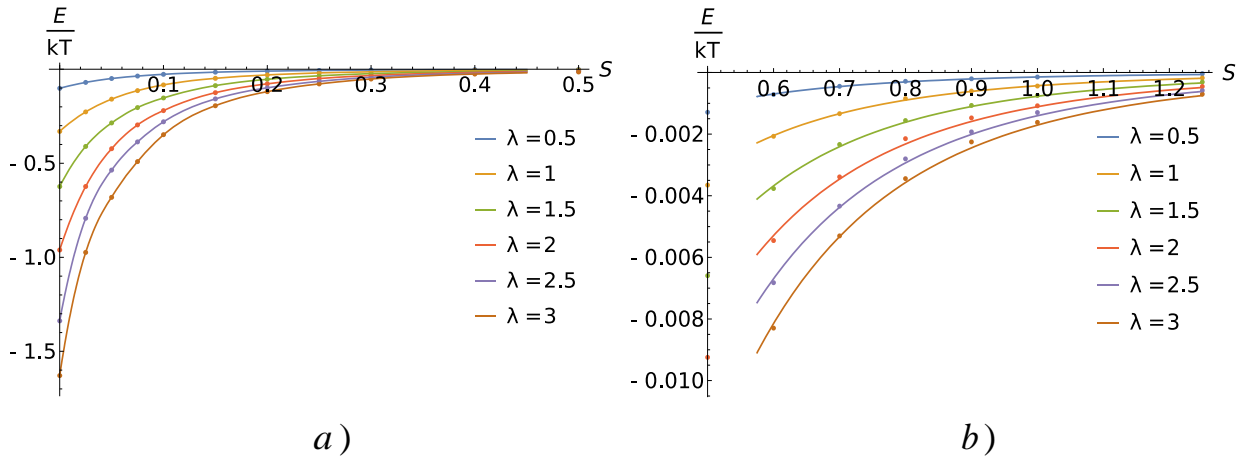


Рис. 2. Энергия взаимодействия одиночной суперпарамагнитной частицы с кластером из 128 частиц в зависимости от расстояния между ними при $\phi = 0.4$ и различных значениях параметра агрегирования. а) для малых расстояний ($S < 0.5$), значения интерполированы; б) для больших расстояний ($S > 0.5$). Сплошные линии соответствуют аппроксимации степенным законом

На рис. 2 приведена зависимость энергии взаимодействия одиночной частицы с суперпарамагнитным кластером от расстояния S между ними. Расстояние S от измеряется в единицах $(D+d)/2$. Предельный случай $S = 0$ соответствует касанию квазисферического кластера и частицы. При $S > 0.5$ зависимость энергии взаимодействия частицы с кластером от расстояния хорошо описывается степенным законом (сплошные линии на рис. 2b), а коэффициенты аппроксимационных кривых a/r^7 (где r – расстояние между центром кластера и центром частицы) находятся в линейной зависимости от параметра агрегирования λ (рис. 3).

На рис. 4 показана максимально возможная энергия взаимодействия одиночной частицы с кластером ($S = 0$, кластер и частица соприкасаются) в зависимости от числа частиц в кластере при $\lambda = 3$ и $\phi = 0.2$. Видно, что эта энергия медленно убывает с увеличением размера кластера. Результат выглядит ожидаемо, так как энергия взаимодействия между частицами внутри кластера больше, чем энергия взаимодействия с частицей за пределами кластера.

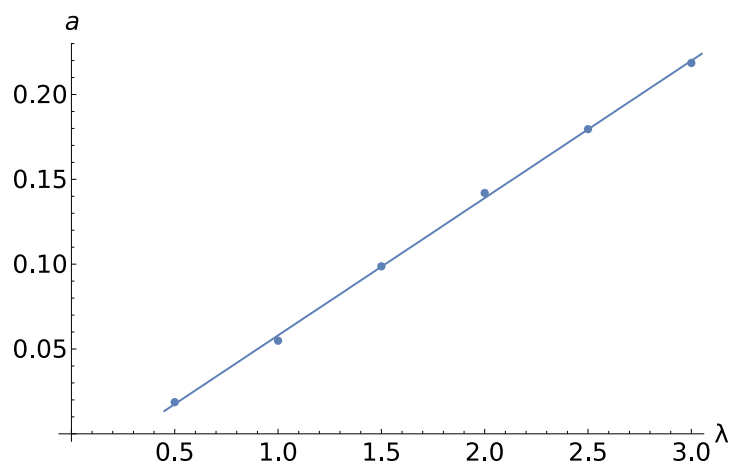


Рис. 3. Подгоночный коэффициент a в степенном законе в зависимости от параметра агрегирования.

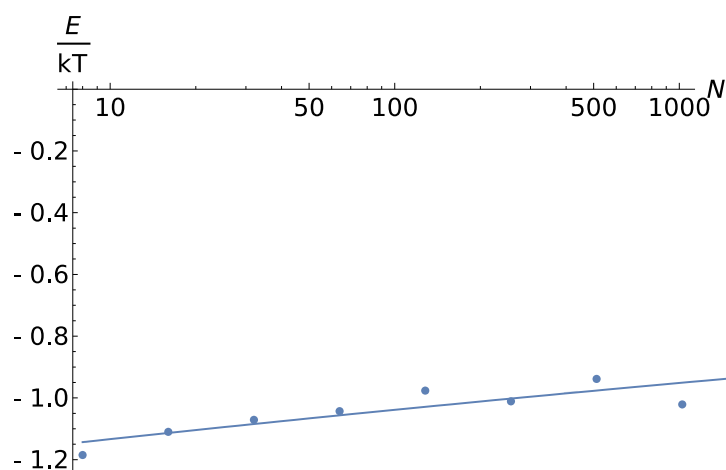


Рис. 4. Максимальная энергии взаимодействия частицы с кластером в зависимости от числа частиц в кластере

Таким образом, в работе проведено численное моделирование взаимодействия квазисферического кластера с одиночной суперпарамагнитной частицей и получены зависимости энергии взаимодействия от расстояния до кластера, количества частиц в кластере и параметра агрегирования.

Список литературы

1. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V. Equilibrium magnetization and microstructure of the system of superparamagnetic interacting particles: numerical simulation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2000. Vol. 213 (3). P. 357-369.
2. Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics. Cambridge University Press, 1985. 344 p.
3. Heerman D. W. Computer Simulations Methods in Theoretical Physics. Springer, 1986. 145 p.

ИНДУЦИРОВАННАЯ МАГНИТНЫМ И ГРАВИТАЦИОННЫМ ПОЛЯМИ СТРАТИФИКАЦИЯ МАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ

А. В. Макурин, Д. А. Петров

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

Изучена стратификация дисперсной фазы, индуцированная совместным влиянием магнитного и гравитационного полей, в высокодисперсной суспензии ферромагнитных частиц в жидком кристалле – ферронематике.

Ключевые слова: ферронематик; магнитные частицы; эффект сегрегации; гравитация

INDUCED BY MAGNETIC AND GRAVITATIONAL FIELDS STRATIFICATION OF MAGNETIC IMPURITY IN FERRONEMATICS

A. V. Makurin, D. A. Petrov

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

The stratification of the dispersed phase induced by the combined effect of magnetic and gravitational fields in a highly dispersed suspension of ferromagnetic particles in a liquid crystal – ferronematic is studied.

Keywords: ferronematic; magnetic particles; segregation effect; gravity

1. Постановка задачи

Рассмотрим плоский слой ферронематика (ФН) толщиной L с планарной текстурой и сильным сцеплением молекул жидкого кристалла (ЖК) с поверхностью частиц и границами слоя. Геометрия задачи и выбор системы координат представлены на рис. 1. Направление директора на границах слоя параллельны плоскостям $z=0$ и $z=L$, но повернуты друг относительно друга на $\pi/2$. Так как сцепление ФН с твердой границей является жестким, то ориентации $\mathbf{n}(0)=0$ и $\mathbf{n}(L)=\pi/2$ не изменяются при любых допустимых значениях напряженности магнитного поля.

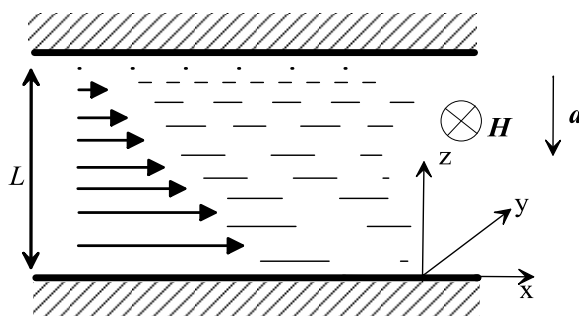


Рис. 1. Слой ферронематика в магнитном поле

Будем предполагать, что магнитная примесь состоит из однодоменных феррочастиц, намагниченных вдоль главной оси. Магнитное поле направим вдоль границ слоя параллельно оси y – $\mathbf{H} = (0, H, 0)$.

2. Уравнения ориентационного и магнитного равновесия

Объемную плотность свободной энергии ФН во внешнем магнитном поле \mathbf{H} можно записать в виде

$$F_v = \frac{1}{2} \left\{ K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n})^2 + K_{33} (\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{n})^2 \right\} - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - \mu_s f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}) + \left(\frac{k_b T}{v} \right) f \ln f - a (\rho_p - \rho_{LC}) f z, \quad (1)$$

где K_{11} , K_{22} , K_{33} – упругие модули Франка, \mathbf{n} – директор ЖК, χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости ЖК, μ_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, f – объемная доля твердой фазы ФН, v – объем феррочастицы, k_b – постоянная Больцмана, T – температура ФН, a – модуль ускорения свободного падения, ρ_p и ρ_{LC} – плотности частиц и ЖК соответственно. Первые три слагаемых в (1) представляют собой плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций ЖК, известные как потенциал Франка [1]. Четвертое слагаемое – диамагнитный вклад, характеризующий взаимодействие ЖК с внешним магнитным полем. Следующее слагаемое учитывает взаимодействие магнитных моментов частиц с внешним магнитным полем, далее находится вклад энтропии смешения частиц в суспензии, и последнее слагаемое обусловлено наличием гравитационного поля.

В рассматриваемом нами случае деформация ориентационной структуры отвечает чистому кручению, тогда компоненты директора ЖК имеют вид

$$\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), \sin \varphi(z), 0], \quad (2)$$

где φ – угол между директором и осью легкого ориентирования на нижней границе слоя.

Свободная энергия ФН $F = \int F_v dV$ после подстановки (2) в (1) с учетом приложенного поля \mathbf{H} принимает вид

$$F = \int \left[\frac{1}{2} K_{22} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 - \frac{1}{2} \chi_a H^2 \sin^2 \varphi(z) - \mu_s H f \sin \varphi(z) + \left(\frac{k_b T}{v} \right) f \ln f - a (\rho_p - \rho_{LC}) f z \right] dV. \quad (3)$$

Как видно из (3) функционал свободной энергии ФН зависит от двух функций: угла ориентации директора $\varphi(z)$ и объемной доли частиц $f(z)$.

Для удобства задачу будем решать в безразмерном виде. Для этого введем безразмерную толщину слоя ФН и приведенную объемную долю частиц соответственно

$$\zeta = z/L, \quad g = f/\bar{f}, \quad (4)$$

где $\bar{f} = Nv/V$ – средняя по образцу объемная доля твердой фазы в ФН (N – число магнитных частиц в ФН, V – объем ФН).

В результате обезразмеривания свободную энергию (3) можно переписать в следующем виде

$$\tilde{F} = \int \left[\left(\frac{\lambda}{L} \right)^2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} \right)^2 - \frac{1}{2} \beta \xi^2 \sin^2 \varphi(\zeta) - \xi g \sin \varphi(\zeta) + g \ln \bar{f} g + \alpha L \zeta \right] dV, \quad (5)$$

которая связана с размерной соотношением $\tilde{F} = Fv/(\bar{f}k_bT)$. Здесь $\xi = v\mu_s H/(k_bT)$ – ланжевеновский параметр частиц, отношение их магнитной энергии к тепловой, параметр $\lambda = (K_{22}v/[2k_bT\bar{f}])^{1/2}$ имеет размерность длины, не зависит от поля и определяет толщину переходного слоя, отделяющего в неоднородном ФН области с выгодной и невыгодной взаимной ориентацией \mathbf{n} и \mathbf{H} ; величина $\alpha = va(\rho_p - \rho_{LC})/[k_bT]$ – обратная длина гравитационного расслоения; $\beta = \chi_a k_b T / (\mu_s^2 \bar{f} v)$ – безразмерный параметр, определяющий относительное взаимодействие ЖК с магнитным полем.

Состоянию термодинамического равновесия отвечает минимум свободной энергии ФН. Уравнения равновесия могут быть получены независимым варьированием функционала (5) по $\varphi(\zeta)$ и $g(\zeta)$. Варьирование по $g(\zeta)$ должно выполняться с дополнительным условием постоянного числа частиц в системе

$$\int_0^1 g d\zeta = 1. \quad (6)$$

Последующие варьирование функционала свободной энергии (5) по $\varphi(\zeta)$ и $g(\zeta)$ приводит к системе уравнений

$$\left(\frac{\lambda}{L} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} \right) + \frac{1}{4} \beta \xi^2 \sin 2\varphi(\zeta) + \frac{1}{2} g \xi \cos \varphi(\zeta) = 0, \quad (7)$$

$$g = Q \exp[\xi \sin \varphi(\zeta) - \alpha L \zeta], \quad Q^{-1} = \int_0^1 \exp[\xi \sin \varphi(\zeta) - \alpha L \zeta] d\zeta. \quad (8)$$

Уравнения (7) и (8) совместно с граничными условиями

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi(L) = \pi/2, \quad (9)$$

образуют замкнутую краевую задачу для определения ориентационного и концентрационного профилей ФН $\varphi(\zeta)$ и $g(\zeta)$ в магнитном поле.

В отсутствие внешнего магнитного поля распределение ориентации директора по ζ линейно

$$\varphi(\zeta) = \pi\xi/(2L), \quad (10)$$

а распределение феррочастиц, представляет собой формулу Больцмана:

$$g = \alpha L \exp[-\zeta\alpha L]/(1 - \exp[-\alpha L]). \quad (11)$$

3. Оценка безразмерных параметров

Используем для оценки параметров ФН работы [2–4], тогда для ФН на основе ЖК МББА $K_{22} = 3 \cdot 10^{-7}$ дин, $\chi_a = 1.23 \cdot 10^{-7}$, $\nu \sim 10^{-15}$ см³, $\bar{f} = 10^{-5}$, $a = 9.8 \cdot 10^2$ см/с², $\rho_p = 5$ г/см³, $\rho_{LC} = 1$ г/см³ и $T = 300$ К. Использование данных значений дает $\lambda = 200$ мкм, $\alpha = 97$ мкм⁻¹. Подстановка значений [2], $\mu_s = 400$ Гс дает $\beta = 3.1 \cdot 10^{-6}$.

Обратим внимание на малость параметра β по сравнению с $(\lambda/L)^2 \approx 1$, $\alpha L \approx 2$ при $L = 200$ мкм. Слагаемые, включающие параметр β , будут вносить значимый вклад в уравнения (7) и (8), лишь начиная с безразмерных полей $\xi \approx 10^3$, что соответствует размерному полю $H \approx 10^2$ Э. При меньших полях слагаемыми, содержащими параметр β , можно пренебречь. В этом случае система уравнений (7)–(9) будет соответствовать той, что получена в работах [3, 4].

4. Результаты расчетов

Пространственные распределения угла ориентации директора $\varphi(\zeta)$ и приведенной объемной доли феррочастиц $g(\zeta)$ для различных значений магнитного поля ξ находились численно из системы уравнений (7) – (9). Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. Штрихпунктирная линия соответствует нулевому магнитному полю, сплошная линия отвечает случаю, когда учитывается взаимодействие ЖК-матрицы с магнитным полем ($\beta \neq 0$), а пунктирная – когда этого взаимодействия нет ($\beta = 0$).

Из рис. 2 и 3 видно, что в отсутствие магнитного поля ($\xi = 0$) согласно (10) распределение директора линейно по ζ , а распределение примеси следует больцмановскому закону (11). Максимум концентрации примеси отвечает нижней границе слоя. При включении магнитного поля параллельно направлению директора на верхней границе – $n(L)$, на

частицы начинает действовать подъемная сила, меняющая распределение $g(\zeta)$. При $H = 100 \text{ Э}$ ($\xi = 991.67$) в нижней части слоя ФН до $\zeta \approx 0.6$ наблюдается область обедненная феррочастицами (рис. 3а), что соответствует чистому нематику. В полях, не превышающих значения $H \approx 100 \text{ Э}$ (рис. 2а), в области отсутствия феррочастиц как для $\beta = 0$, так и $\beta \neq 0$ наблюдается линейное распределение ориентации директора, что объясняется малой величиной диамагнитной восприимчивости ЖК.

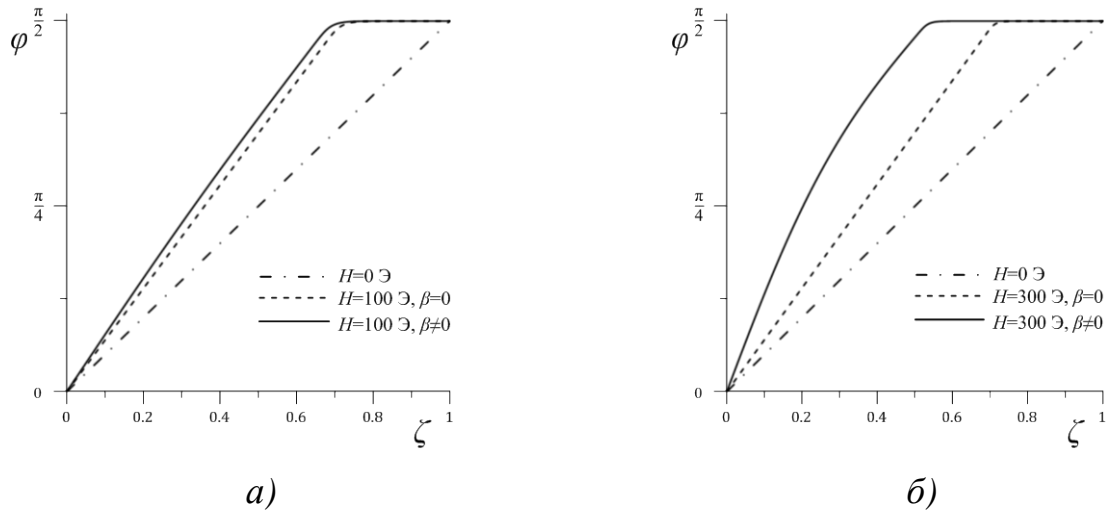


Рис. 2. Пространственное распределение угла ориентации директора ФН для $L/\lambda = 1.05$, $\alpha L = 1.94$, $\beta = 3.1 \cdot 10^{-6}$

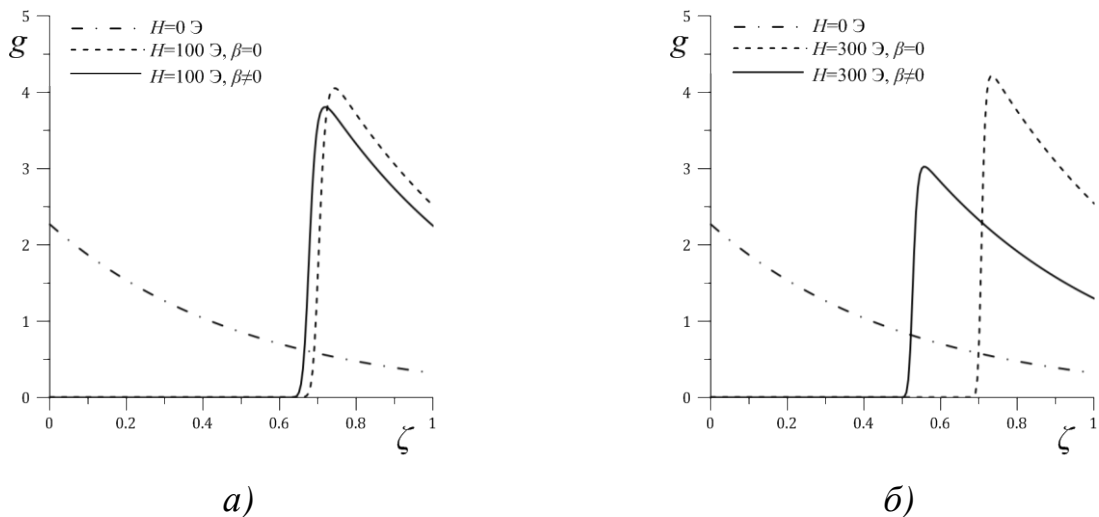


Рис. 3. Распределение феррочастиц в слое ФН для $L/\lambda = 1.05$, $\alpha L = 1.94$, $\beta = 3.1 \cdot 10^{-6}$

При $H = 300 \text{ Э}$ ($\xi = 2975.04$) для $\beta \neq 0$ происходит переориентация молекул ЖК в направлении поля во всем слое (рис. 2б), что вызывает обратную миграцию феррочастиц в сторону нижней границы слоя ФН (рис. 3б). В случае, когда $\beta = 0$, поле не оказывает непосредственное

влияние на ЖК-матрицу и даже при $H = 300$ Э пространственное распределение молекул незначительно меняется по сравнению со случаем $H = 100$ Э (рис. 2). Малые изменения в ориентационной структуре обусловлены лишь незначительным изменением в распределении феррочастиц (рис. 3). Таким образом для представленных значений материальных параметров ЖК и феррочастиц взаимодействие матрицы с полем вносит существенный вклад в ориентационную и магнитную структуру ФН при $H > 100$ Э.

5. Основные результаты

Нами исследована стратификация магнитной примеси в ФН в магнитном и гравитационном полях. В дополнение предложенной ранее модели [3, 4] учтено влияние магнитного поля на ЖК-матрицу. Получены уравнения ориентационного и магнитного равновесия суспензии, которые решались численно, в результате чего построены пространственные распределения угла ориентации директора и объемной доли примеси для различных значений магнитного поля.

Список литературы

1. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. М.: Мир, 1977. 400 с.
2. *Райхер Ю. Л., Бурылов С. В., Захлевных А. Н.* Ориентационная структура и магнитные свойства ферронематика во внешнем поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1986. Том 91. Вып. 2(8). С. 542–551.
3. *Райхер Ю. Л., Бурылов С. В.* Индуцированная полем стратификация магнитной примеси в плоском слое ферронематика // Известия академии наук СССР. Серия физическая. 1987. Том 51. № 6. С. 1098–1103.
4. *Бурылов С. В., Райхер Ю. Л.* Влияние магнитного поля на твист-текстуру ферронематика // Магнитная гидродинамика. 1988. № 1. С. 30–34.

МОДУЛИРОВАННЫЕ РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

М. Н. Обогрелова, В. А. Ильин

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

Изучены нелинейные режимы электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в модулированном электрическом поле горизонтального слоя при униполярной инжекции заряда с катода. Рассмотрен подогрев сверху. Построена бифуркационная диаграмма электроконвективных режимов.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инжекция

ELECTROCONVECTION MODULATED REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID

M. N. Obogrelova, V. A. Ilin

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

The nonlinear regimes of electroconvection in a horizontal layer of a nonisothermal poorly conductive liquid in a modulated electric field are studied. The electroconvection is given rise by unipolar charge injection from a cathode. The heating from above is considered. The bifurcation diagram of electroconvection regimes is constructed.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1]. Такие движения наблюдаются в жидких диэлектриках. В электрических полях в них могут происходить сложные процессы зарядообразования [2, 3]. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, в частности, в электрогидродинамических насосах [4].

Существует несколько механизмов зарядообразования в диэлектрических жидкостях [2, 3]. Электроконвекция слабопроводящих жидкостей при участии электрокондуктивного механизма неустойчивости изучена в [5]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инжекционного механизма зарядообразования в слабопроводящих жидкостях рассмотрены в [6–8]. Существует много исследований посвященных влиянию параметрического [9] или модулированного [10] воздействия на движение систем.

В настоящей работе рассматривается влияние модулированного электрического поля на движение жидкости в горизонтальном конденсаторе

при инжекционном механизме зарядообразования. Используется модель униполярной инжекции заряда, рассмотренная в [6, 7]. Согласно этой модели плотность инжектируемого заряда прямо пропорциональна напряженности электрического поля на катоде.

В рамках индукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [6,7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - \frac{\text{Ra}}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\text{T}_e^2}{\text{M}^2} \left(\frac{\partial \rho_e}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{\text{T}_e}{\text{M}^2} \left(\rho_e^2 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{\text{Pr}} \Delta T, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= -\rho_e. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Φ – вихрь скорости, ψ – функция тока, T – температура жидкости, ρ_e – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, φ – потенциал электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – число Рэлея [7].

Граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} z = 0 : \psi = 0, \partial \psi / \partial z = 0, \varphi = 0, \rho_e = -A \partial \varphi / \partial z, T = 1; \\ z = 1 : \psi = 0, \partial \psi / \partial z = 0, \varphi = 1 + \eta \sin(2\pi \nu t), T = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

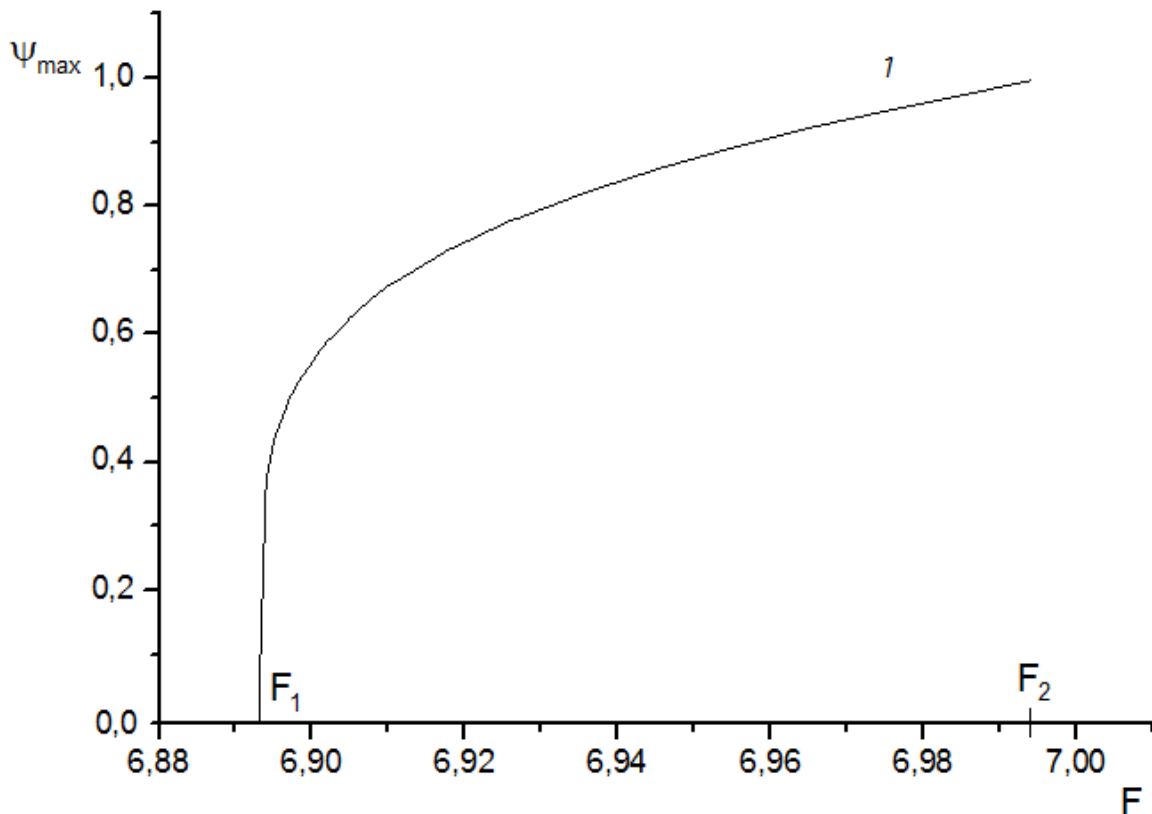
Здесь A – параметр инжекции; потенциал электрического поля модулируется на аноде: η – амплитуда, ν – частота модуляции.

Задача решалась методом конечных разностей [7]. Рассмотрен случай подогрева сверху: $\text{Ra} = -2500$. Нагрев снизу рассмотрен в работе [8]. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1, L_x = 2$. Число узлов по вертикальной и горизонтальной осям бралось соответственно 21×41 . Число Прандтля $\text{Pr} = 10$, параметр инжекции $A = 0.25, \text{M} = 14.14$ [7]. Использовались условия периодичности для всех функций. Расчеты проведены при разных значениях параметра T_e для амплитуды модуляции $\eta = 0.05$ и частоты модуляции $\nu = 1$.

Были обнаружены режим амплитудно-модулированной бегущей волны и стационарный режим с модуляцией. На рис. 1 представлена бифуркационная диаграмма – зависимость максимальной функции тока ψ_m от электрического параметра $F = \text{T}_e \cdot 10^{-3}$ для режима амплитудно-модулированной бегущей волны. В постоянном поле в безындукционном приближении существуют режим стационарной конвекции (стоячая волна) и режим бегу-

щей волны [7]. При включении модуляции электрического поля в индукционном приближении стоячая и бегущие волны модулируются.

Электроконвекция возникает мягким образом при $F_1 = 6.895$, наблюдается режим 1 – режим амплитудно-модулированных бегущих волн. При вычислении методом продолжения по параметру удалось установить, что этот режим существует до 6.982, при $F_2 = 6.983$ происходит жестким образом скачкообразный переход к режиму модулированных стоячих волн, режиму 2.



*Рис. 1. Бифуркационная диаграмма при $\eta = 0.05$, $\nu = 1$
(1 – режим амплитудно-модулированной бегущей волны)*

Режим стационарной конвекции с модуляцией при движении в пространстве параметров справа налево существует до $F = 1.639$. При меньшем F независимо от начальных условий в системе затухают все возмущения, и устанавливается равновесие.

В системе были обнаружены гистерезисные переходы. В соответствующих интервалах параметра F в зависимости от начальных условий наблюдается конкуренция режимов: равновесия и модулированной стационарной конвекции; амплитудно-модулированной бегущей волны и модулированной стационарной конвекции. При $F \geq F_2$ сколь угодно малые возмущения равновесия могут привести систему после переходных процессов к режиму модулированных стоячих волн.

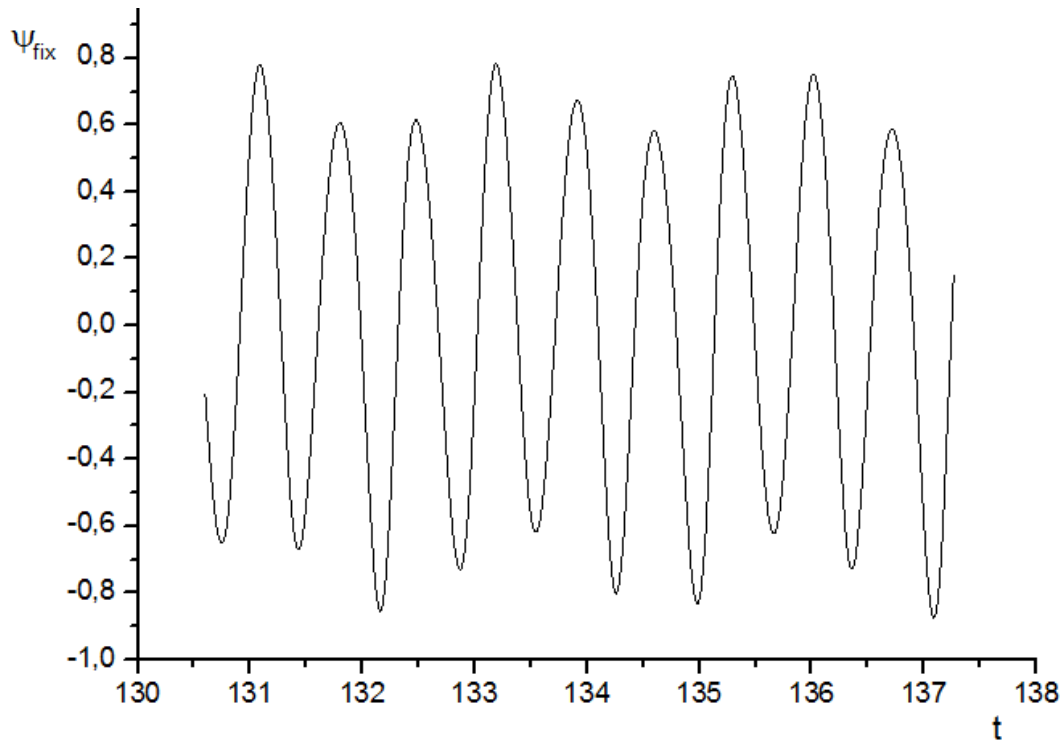


Рис. 2. Амплитудно-модулированная бегущая волна (режим 1).
 $Ra = -2500$, $F = 6.915$, $A = 0.25$, $M = 14.14$

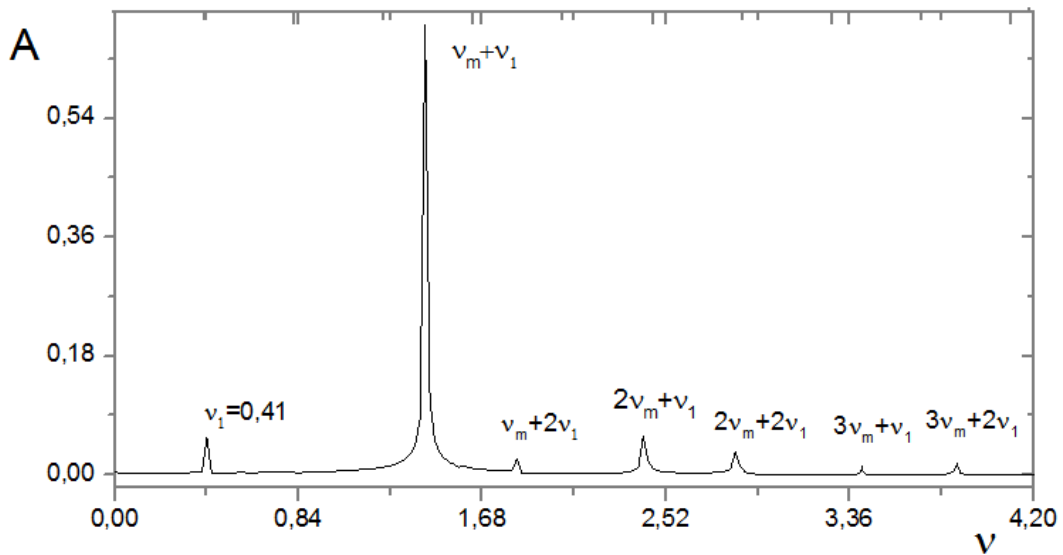


Рис.3. Фурье-спектр колебаний функции тока в фиксированной точке в режиме 1. $Ra = -2500$, $F = 6.915$, $A = 0.25$, $M = 14.14$

В режиме бегущей волны конвективные валы смещаются вправо. В этом режиме амплитуда волны модулируется (рис. 2) и существуют квазипериодические колебания с двумя несоизмеримыми частотами (рис. 3). В спектре Фурье колебаний функции тока в фиксированной точке присутствуют две основных частоты: $\nu_1 = 0.42$ и $\nu = \nu_m + \nu_1$, где ν_1 – собственная

частота колебаний, а $\nu_m = 1$ – частота модуляции внешнего поля. Так же в спектре присутствуют их гармоники и комбинированные частоты $n_1\nu_1 + n_2\nu_m$, где $n_1, n_2 = 0, \pm 1, \dots$. Было обнаружено, что частоты в спектрах Фурье бегущей волны уменьшаются с увеличением электрического параметра T_e .

Список литературы

1. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Жакин А. И.* Ионная электропроводность и комплексообразование в жидких диэлектриках // Успехи физических наук. 2003. Т. 173. № 1. С. 51–68.
3. *Стишков Ю. К., Чирков В. А.* Неравновесные механизмы электризации слабых электролитов при воздействии постоянного напряжения // Журнал технической физики. 2016. Т. 86. Вып. 7. С. 1–8.
4. *Жакин А. И., Кузько А. Е.* Электрогидродинамические течения и теплообмен в системе электродов лезвие – плоскость // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2013. № 3. С. 31–42.
5. *Ильин В. А., Пономарёва Л. А.* Модель электроконвекции слабопроводящей жидкости в высокочастотном электрическом поле // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. №2. С. 12–22.
6. *Верещага А. Н.* Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
7. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
8. *Ильин В. А.* Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.
9. *Саранин В. А.* Исследование нелинейных параметрических колебаний электростатического маятника // European research. 2016. № 1 (12). С. 8–14.
10. *Смородин Б. Л., Тараут А. В.* Динамика волновых электроконвективных течений в модулированном электрическом поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 145. № 1. С. 180–188.

ПОИСК ЦЕПОЧЕК И КЛАСТЕРОВ В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

А. В. Павленко

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

Численно исследованы процессы агрегирования (кластеризации), обусловленные межчастичными взаимодействиями в разбавленных магнитных жидкостях. Рассматриваемая система представляла собой сферическую полость с суперпарамагнитными частицами, обладающими как вращательными, так и поступательными степенями свободы. Задача решена методами Монте-Карло с использованием стандартного алгоритма Метрополиса для канонического ансамбля. В качестве критерия принадлежности пробной частицы некоторому кластеру была выбрана энергия взаимодействия этой частицы с кластером. Структура кластеров описана с помощью магнитного и тороидного моментов. Рассчитаны концентрация агрегированных частиц, тороидный и магнитный моменты кластеров в зависимости от параметра агрегирования.

Ключевые слова: магнитная жидкость; кластер; параметр агрегирования; алгоритм Метрополиса

SEARCH OF CHAINS AND CLUSTERS IN DILUTE MAGNETIC FLUIDS

A. V. Pavlenko

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

The processes of aggregation (clustering) caused by interparticle interactions in diluted magnetic fluids are numerically investigated. The considered system was a spherical cavity with superparamagnetic particles having both rotational and translational degrees of freedom. The problem is solved by Monte Carlo methods using the standard metropolis algorithm for the canonical ensemble. The interaction energy of this particle with the cluster was chosen as a criterion for belonging of a test particle to a certain cluster. The cluster structure is described by magnetic and toroidal moments. The concentration of aggregated particles, toroidal and magnetic moments of clusters are calculated depending on the aggregation parameter.

Keywords: magnetic fluid; cluster; aggregation parameter; Metropolis algorithm

1. Введение

Исследования, о которых говорится в данной работе, были проведены, в надежде добиться большей ясности в вопросе межчастичных взаимодействий в разбавленных магнитных жидкостях. Намагниченность трехмерной системы суперпарамагнитных частицы с учетом стерических и диполь-дипольных взаимодействий частиц исследована в работе А. Ф. Пшеничникова и В. В. Мехоношина [1]. В данной работе для анализа

дипольных систем использовались методы численного моделирования Монте-Карло. В качестве критерия принадлежности пробной частицы некоторому кластеру была выбрана энергия взаимодействия этой частицы с кластером. Структура кластеров описана с помощью магнитного и тороидного моментов. При больших значениях параметра агрегирования наблюдалась кластеризация частиц, приводящая к уменьшению их намагничивания. Наибольшее разнообразие кластерных структур наблюдалось при нулевом внешнем магнитном поле и небольших концентрациях частиц. Как и следовало ожидать, при небольших значениях параметра агрегирования в системе преобладают структуры из 2, 3, 4 частиц. Новизна данной работы состоит в поиске и анализе кластеров с определенным количеством частиц. Рассчитаны концентрация агрегированных частиц, тороидный и магнитный моменты кластеров в зависимости от параметра агрегирования.

2. Постановка задачи

Исследуемая система представляет собой сферическую полость с центром в начале координат, внутри которой находятся N сферических одинаковых суперпарамагнитных частиц. Каждая из N частиц характеризуется тремя произвольными декартовыми координатами (x, y, z) и единичным вектором \bar{e} , который соответствует магнитному моменту \bar{m} . Единичные векторы задаются через направляющие косинусы $\bar{e} = (\cos \alpha; \cos \beta; \cos \gamma)$. Все вычисления производятся в безразмерных единицах. Диаметр каждой частицы принимается за единицу. Система характеризуется объемной долей частиц в полости:

$$\varphi = \frac{\sum_{i=1}^N V_i}{V_{\text{сферы}}},$$

где V_i – объем одной частицы, $V_{\text{сферы}}$ – объем сферической полости. Внешнее магнитное поле отсутствует, поэтому энергия пробной частицы зависит только от диполь-дипольных взаимодействий между частицами и вычисляется по формуле:

$$\frac{U_i}{kT} = -\lambda \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \left(\frac{3(\bar{e}_i \cdot R_{ij})(\bar{e}_j \cdot R_{ij})}{R_{ij}^5} - \frac{(\bar{e}_i \cdot \bar{e}_j)}{R_{ij}^3} \right), \quad (1)$$

где kT – постоянная Больцмана и температура, λ – параметр агрегирования, коэффициент энергии диполь-дипольного взаимодействия ($\lambda = \frac{\mu_0 m^2}{4\pi d^3 kT}$, где μ_0 – магнитная постоянная, m – магнитный момент частицы, d – диаметр частицы), R_{ij} – безразмерное расстояние между i -ой и j -ой частицами [1].

3. Кластеры

Под кластером подразумевается сборка из частиц, энергия которых выше некоторого порогового значения U^* . Цепочки являются частными случаями кластеров, когда единичные векторы магнитных моментов частиц сонаправлены. Частица остается в кластере до тех пор, пока ее энергия взаимодействия с другими частицами кластера больше порогового значения. Пороговое значение энергии системы удобно представлять как сумму двух слагаемых:

$$U^* = |\langle U_{\text{int}} \rangle + U_b|, \quad (2)$$

где $\langle U_{\text{int}} \rangle$ – средняя энергия межчастичного взаимодействия со случайным пространственным распределением частиц, U_b – энергия, определяющая вероятность побега частицы из кластера и ее минимальное время жизни.

В нашем случае:

$$\langle U_{\text{int}} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^N \left(\frac{3(\bar{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{R}_{ij})(\bar{\mathbf{e}}_j \cdot \mathbf{R}_{ij})}{R_{ij}^5} - \frac{(\bar{\mathbf{e}}_i \cdot \bar{\mathbf{e}}_j)}{R_{ij}^3} \right)}{N(N-1)},$$

$U_b = -3kT$, данная энергия соответствует вероятности побега равного 0.05. С одной стороны, это отражает достаточно высокую устойчивость кластера и, с другой стороны, возможность для некоторых частиц вырваться из кластера [1].

Магнитную структуру кластера можно описать с помощью двух параметров: магнитного и тороидного моментов. Магнитный момент кластера определяется следующим образом:

$$P = \left\langle \left| \frac{1}{N_a} \sum_i \bar{\mathbf{e}} \right| \right\rangle, \quad (3)$$

где N_a – число частиц, входящих в кластер. Тороидный момент описывает существование кластеров с замкнутыми магнитными цепями:

$$L = \left\langle \left| \frac{1}{N_a} \sum_i \frac{[\mathbf{r}_i \times \bar{\mathbf{e}}]}{r_i} \right| \right\rangle, \quad (4)$$

где \mathbf{r}_i – вектор, проведенный из центра масс кластера к центру i -ой частице в кластере.

Значения P и L зависят только от взаимной ориентации магнитных моментов частиц в кластере и не зависят от их размеров и положения. Смысл введенных параметров можно объяснить, рассмотрев два типа кластеров. В случае прямой цепочки, когда все единичные векторы магнитных моментов параллельны, магнитный момент кластера имеет максимальное

значение, а тороидный – минимальное ($P=1, L=0$). Во втором предельном случае частицы образуют замкнутые окружности, единичные вектора магнитных моментов в такой ситуации направлены по касательной к окружности ($P=0, L=1$). Таким образом, большие значения магнитного момента свидетельствуют о доминировании вытянутых цепных агрегатов, а большие значения тороидного момента о доминировании агрегатов с замкнутыми магнитными цепями [1]. В рамках этой работы проведен анализ двухчастичных (димеры), трехчастичных (тримеры) и многочастичных кластеров.

4. Алгоритм Метрополиса

Что касается вычисления магнитного и тороидного моментов, то для нахождения их средних значений, воспользуемся методами Монте – Карло, под которыми понимают численное моделирование, основанное только на стохастических методах. Оценки любых параметров системы можно получить, проведя анализ выборки, сгенерированной с помощью последовательности случайных чисел [2]. В частности, используя алгоритм Метрополиса для канонического ансамбля, т.е. набора всевозможных состояний данной системы с постоянным объемом, температурой и числом частиц и находящейся в тепловом равновесии с резервуаром, можно вычислить средние значения тороидного и магнитного моментов. Данный алгоритм предполагает совершение условного перехода: если изменение энергии ΔE между старой и новой конфигурацией системы меньше нуля или произвольное число $R \in [0,1]$ меньше $\exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right)$, то принимается новая конфигурация, иначе оставляется старая конфигурация. После повторного выполнения данного алгоритма для всех частиц системы можно получить значения макроскопических характеристик без прямой оценки интегралов конфигурации.[2, 3] В нашей задаче, меняя конфигурацию системы и вычисляя после каждого выполнения алгоритма Метрополиса значения магнитного и тороидного моментов, найдем их среднее значение после выполнения алгоритма N_1 раз (N_1 Монте – Карло шагов). Установлено, что высокая точность вычисления достигается при $N_1 \sim 10^5$.

5. Полученные результаты и выводы

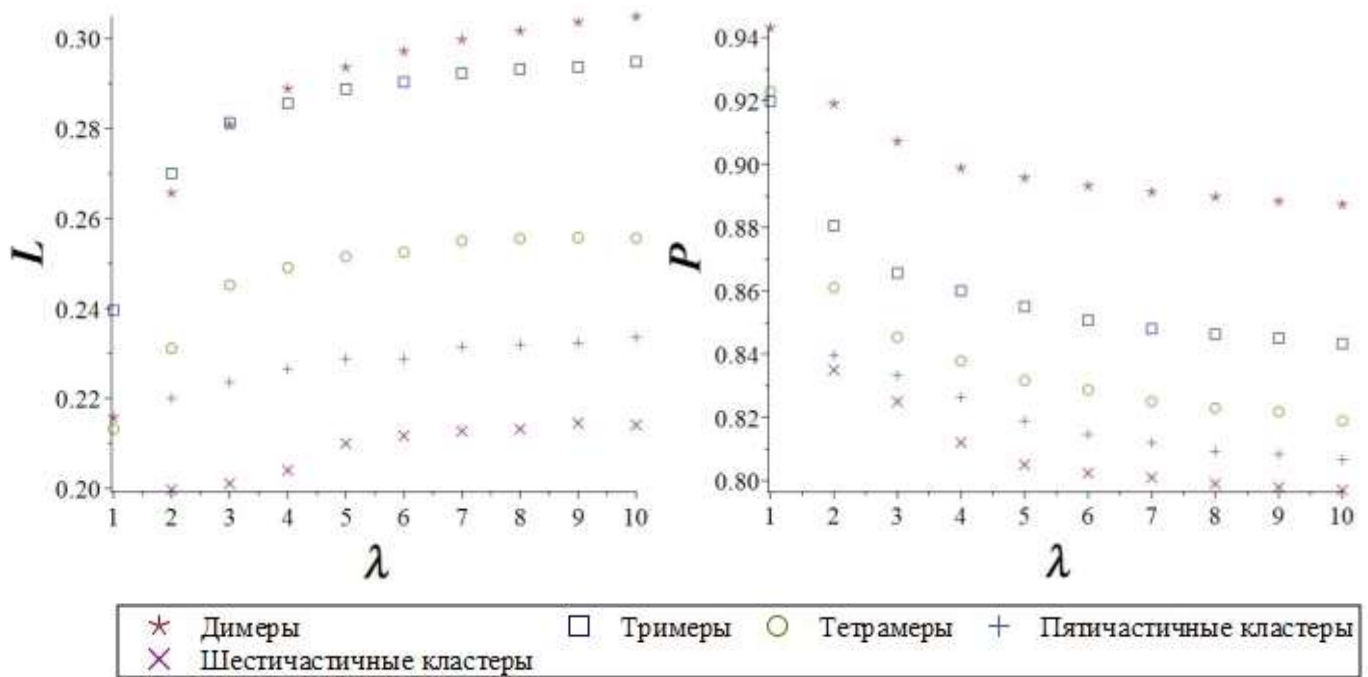
Результаты вычислений представлены на рис. 1 и 2. Получены зависимости магнитного и тороидного моментов от параметра агрегирования частиц, зависимость количества агрегированных частиц и процентные соотношения количества кластеров от параметра агрегирования. Все зависимости получены для значений: $\varphi = 0.01, N = 200$.

Из полученных значений для P и L (рис. 1) видно, что в системе находится больше вытянутых цепных агрегатов, чем агрегатов с замкнутыми цепями. Однако, с ростом параметра агрегирования значения магнитного момента уменьшаются, а тороидного увеличиваются. Это говорит о незначи-

тельном росте числа кластеров с замкнутыми цепями, но доминирование вытянутых цепочек сохраняется. Такие же результаты были получены А. Ф. Пшеничниковым и В. В. Мехоношиным [1]. Однако, в нашей работе, изменения значений магнитного и тороидного моментов получились не столь значительными, и не был найден максимум тороидного момента. В работе [1] с ростом значений параметра агрегации, значения магнитного и тороидного момента становятся примерно равными, что говорит о равной вероятности образования вытянутых цепных агрегатов и агрегатов с замкнутыми цепями, в нашей работе такой результат получен не был.

Из рис. 2 видно, что зависимость процента агрегированных частиц от параметра агрегирования является нелинейной возрастающей функцией.

Также в ходе работы было установлено, что с ростом параметра агрегирования число кластеров с большим количеством частиц растет, а с меньшим уменьшается. Можно предположить, что для каждого кластера с N частицами существует некоторое критическое значение параметра агрегирования, при котором количество таких кластеров максимальное. Это является новым результатом.



а)

б)

Рис. 1. Тороидный и магнитный момент (L и P) в зависимости от параметра агрегирования частиц (λ): а) тороидный момент (L); б) магнитный момент (P)

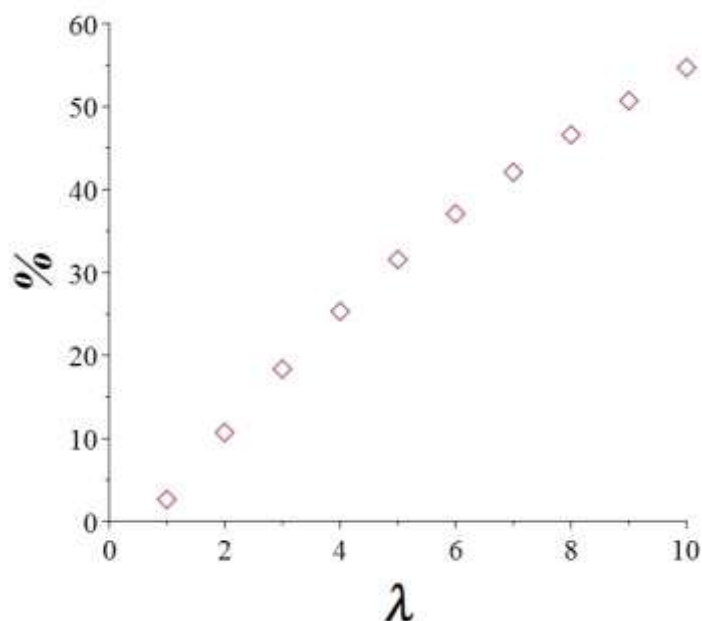


Рис. 2. Процент агрегированных частиц в зависимости от параметра агрегирования λ

Список литературы

1. Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V. Equilibrium magnetization and microstructure of the system of superparamagnetic interacting particles: numerical simulation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2000. Vol. 213. P. 357 – 369.
2. Аксенова Е. В., Кшевецкий М. С. Вычислительные методы исследования молекулярной динамики: учебно-методическое пособие. СПб.: СПбГУ, 2009. 50 с.
3. Хеерман Д. В. Методы компьютерного эксперимента в теоретической физике. М.: Наука, 1990. 176 с.

ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНЫЕ РЕЖИМЫ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА

К. С. Рушинская

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

Изучены нелинейные режимы электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального конденсатора при униполярной инъекции заряда с катода. Рассмотрен слабый нагрев сверху. Построена бифуркационная диаграмма.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инъекция

ELECTROCONVECTIVE REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID UNDER CHARGE INJECTION

K. S. Rushinskaya

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

Nonlinear regimes of electroconvection of the nonisothermal poorly conductive liquid in a steady electric field of the horizontal capacitor have been studied. Electroconvection is given rise by unipolar injection of charge from a cathode. Poor heat from the top has been observed. The bifurcation diagram has been plotted.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что при его наличии происходит прямое преобразование энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1, 2]. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях и устройствах, в частности, в электрогидродинамических насосах. Это продемонстрировано, например, в [3].

Существует несколько механизмов электроконвекции в диэлектрических жидкостях. Движение идеальных диэлектриков, происходящее под действием диэлектрофоретического механизма, рассмотрено в [4]. В [5] изучено, как на электроконвекцию слабопроводящих жидкостей влияет электрокондуктивный механизм неустойчивости. Неустойчивость и электроконвекция при инъекционном механизме зарядообразования в слабопроводящих жидкостях рассмотрены в [6–9]. Также в [9, 10] исследована конвекция при разных условиях в длинной ячейке. Настоящая статья является продолжением исследований, опубликованных в [11–12]. В [13] исследова-

но применение ЭГД-потоков, вызванных инъекцией ионов с металлической пластинки, погруженной в диэлектрическую жидкость, для охлаждения областей с высокой температурой. Обнаружено, что скорость движения жидкости может быть увеличена при помощи таких ЭГД-потоков. В [14] сделано численное моделирование для характеристики развития подкритической электроконвективной неустойчивости, которая появляется в диэлектрической жидкости, подверженной влиянию сильной или слабой униполярной инъекции. Полученные значения линейного и нелинейного параметров устойчивости сравнены с предсказанными теорией. В [15] изучено влияние электрического поля на разделение двухфазной среды.

В настоящей работе инъекционный механизм зарядообразования считается основным. Используется модель униполярной инъекции заряда, рассмотренная в [7, 8]. Согласно этой модели плотность инжектируемого заряда прямо пропорциональна напряженности электрического поля на катоде в горизонтальном плоском конденсаторе.

В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [6–8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_e}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T. \end{aligned} \quad (1)$$

В системе (1) Φ — вихрь скорости, ψ — функция тока, T — температура жидкости, ρ_e — плотность заряда, x, z — горизонтальная и вертикальная координаты соответственно, t — время, E — напряженность электрического поля; T_e, M и F — безразмерные электрические параметры ($F = T_e \cdot 10^{-3}$), Pr — число Прандтля, Ra — число Рэлея [8].

Граничные условия имеют вид (2), здесь A — параметр инъекции:

$$\begin{aligned} z = 0: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, \rho_e = AE, T = 1; \\ z = 1: \psi &= 0, \partial \psi / \partial z = 0, T = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Задача решалась методом конечных разностей. Рассмотрен случай нагрева сверху при числе Рэлея $Ra = -200$, высоте ячейки $L_z = 1$, длине ячейки $L_x = 2$. Использовались условия периодичности для всех функций. Для расчетов были приняты значения параметров $Pr = 10, M = 14.14$ ($M^2 = 200$), $A = 0.25$. Полученная в результате вычислений бифуркационная диаграмма представлена на рис. 1.

Результаты расчетов систематизированы. На данном графике показаны два режима с различной интенсивностью вихрей. Нижний режим 1 имеет

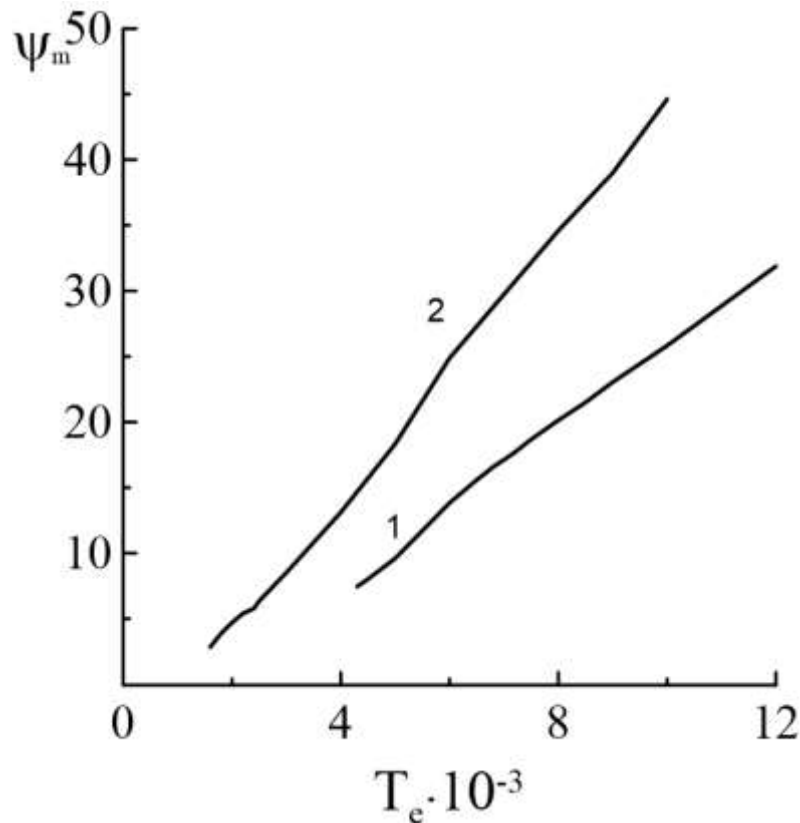
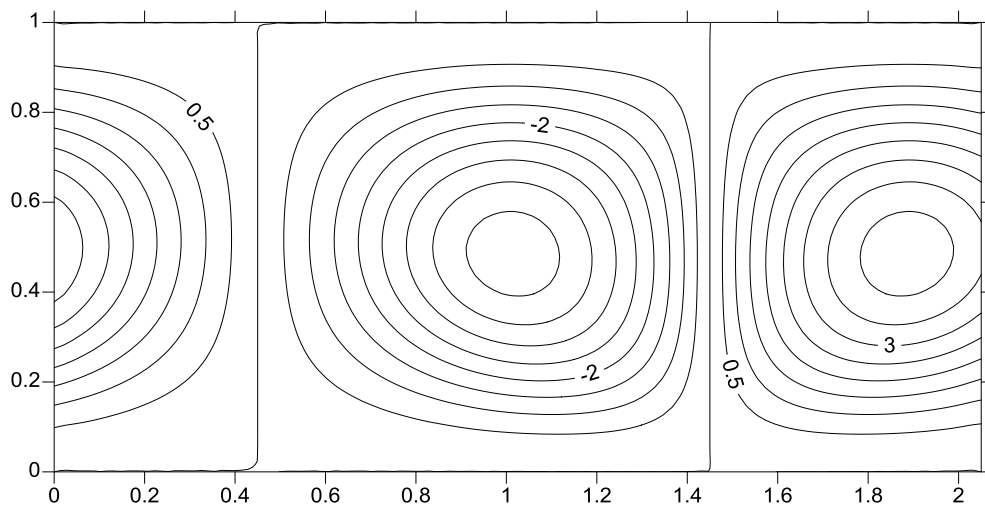


Рис. 1. Зависимость максимального значения функции тока от параметра T_e для теплового числа Рэлея $Ra = -200$ и длины ячейки $L_x = 2$

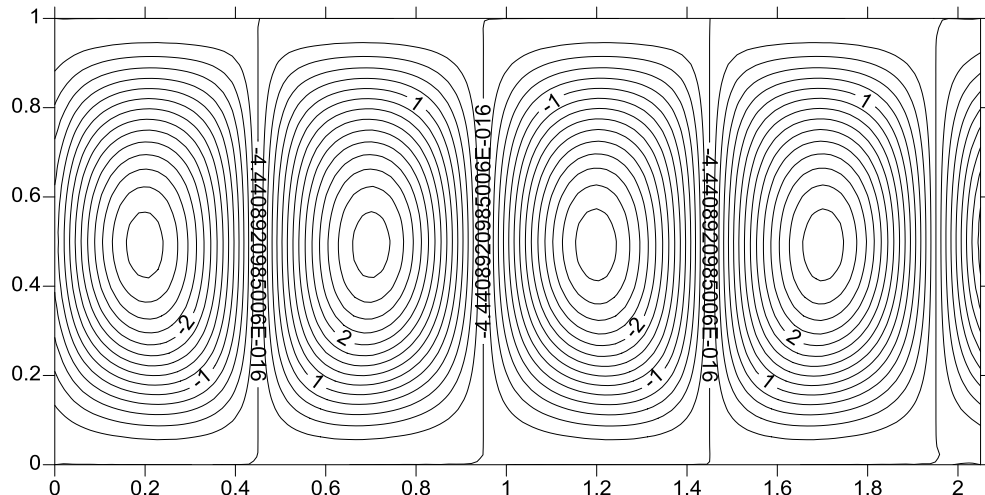
меньшую интенсивность движения вихрей, верхний режим 2 — большую интенсивность. Верхний режим является стационарным, нижний — колебательным, они продолжают и при больших значениях параметра T_e . Если продлевать режим 1 с продолжением по параметру влево, то при значении $F = 4.2$ он переходит в режим 2. Если продлевать режим 2 влево с продолжением по параметру, то при значении $F = 1.5$ он затухает. Режим с бегущими волнами не обнаружен.

На рис. 2 с целью сравнения между собой представлены изолинии функции тока для различных режимов электроконвекции. Общие параметры: тепловое число Рэлея $Ra = -200$, длина ячейки $L_x = 2$.

При анализе этих рисунков были сделаны следующие выводы. В случае верхнего режима имеется два вихря, которые являются симметричными, в случае нижнего — четыре симметричных вихря. Существенное различие структур изолиний для этих режимов электроконвекции обусловлено тем, что на верхней ветке движение слабопроводящей жидкости и изменение параметров происходит более интенсивно. Верхний режим электроконвекции является стационарным (рис. 3 а), нижний — колебательным (рис. 3 б). Также это можно продемонстрировать при помощи графиков, на которых изображена динамика функции тока в фиксированной точке (рис. 4).

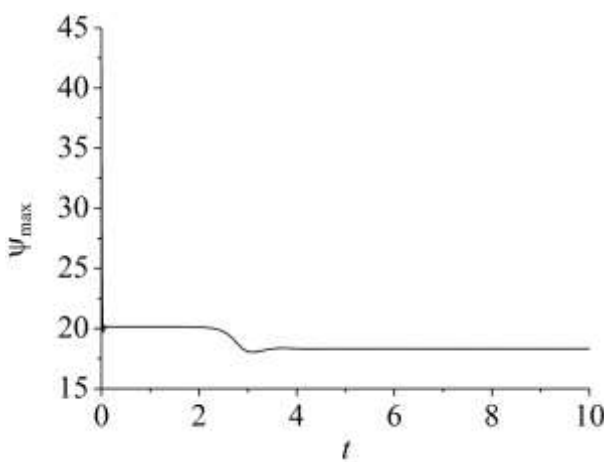


a)

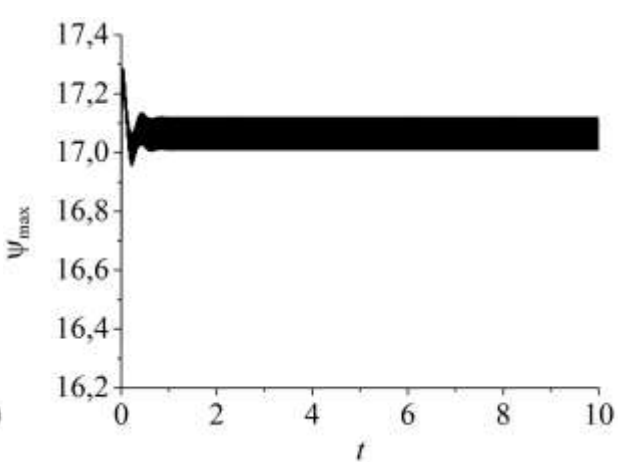


б)

Рис. 2. Изолинии функции тока:
 а) верхний режим, $F = 1.9$; б) нижний режим, $F = 2$



a)



б)

Рис. 3. Зависимость максимального значения функции тока от времени:
 а) верхний режим, $F = 5$; б) нижний режим, $F = 7$

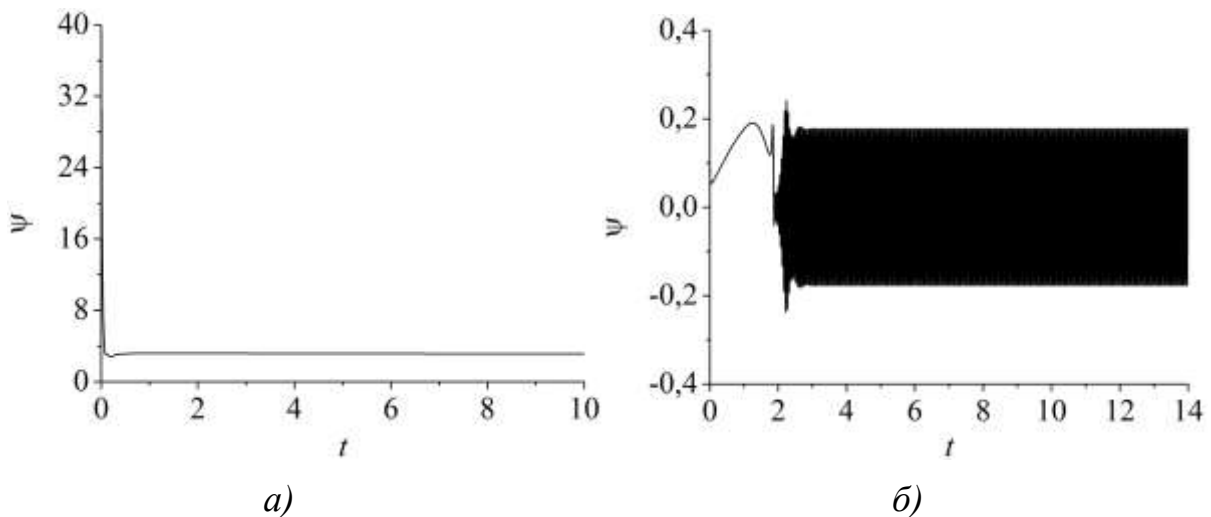


Рис. 4. Зависимость функции тока от времени в фиксированной точке:
 а) верхний режим, $F = 1.7$; б) нижний режим, $F = 7$

Список литературы

1. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Жакин А. И.* Электрогидродинамика // Успехи физических наук. 2012. Т. 182. № 5. С. 495–520.
3. *Жакин А. И., Белов П. А., Кузько А. Е.* Экспериментальное исследование истечения заряженных струй из капилляра // Письма в Журнал технической физики. 2013. Т. 39. № 6. С. 60–66.
4. *Ильин В. А.* Модель электротермической конвекции идеального диэлектрика в горизонтальном конденсаторе // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 5. С. 10–16.
5. *Ильин В. А., Пономарёва Л. А.* Модель электроконвекции слабопроводящей жидкости в высокочастотном электрическом поле // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 2. С. 12–22.
6. *Ильин В. А.* Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инжекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.
7. *Верещага А. Н.* Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
8. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инжекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
9. *Smorodin B. L., Taraut A. V.* Simulations of oscillatory electroconvection in a horizontal capacitor with a large aspect ratio // Magnetohydrodynamics. 2016. Vol. 52 (1). P. 245–254.

10. *Taraut A. V., Smorodin B. L., Lücke M.* Collisions of localized convection structures in binary fluid mixtures // *New Journal of Physics*. 2012. Vol. 14. 093055.
11. *Рушинская К. С., Ильин В. А.* Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальных ячейках с разным аспектным отношением // *Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Физика для Пермского края»*. Вып. 10. Пермь, 2017. С. 74–77.
12. *Ильин В. А., Рушинская К. С.* Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальных ячейках с разным аспектным отношением // *Вестник Пермского университета. Математика. Механика. Информатика*. 2017. № 4 (39). С. 32–37.
13. *Wu J., Traoré P., Louste C., Dascalescu L., Tian F.B., Pérez A. T.* Numerical investigation of electrohydrodynamic plumes for locally enhanced cooling in dielectric liquids // *IEEE Transactions on Industry Applications*. 2015. Vol. 51. № 1. P. 669–678.
14. *Traoré P., Wu J., Pérez A. T.* Direct numerical simulation of the subcritical electroconvective instability in a dielectric liquid subjected to strong or weak unipolar injection // *European Journal of Mechanics B / Fluids*. 2016. Vol. 59. P. 25–36.
15. *Marco P. D.* The use of electric force as a replacement of buoyancy in two-phase flow // *Microgravity Science and Technology*. 2012. Vol. 24 (3). P. 215–228.

ТРИКРИТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ФЕРРОНЕМАТИКА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ ПЕРЕХОДЕ В ФАЗУ МАГНИТНОГО НАСЫЩЕНИЯ

Д. П. Сокольчик, Д. В. Макаров

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

Теоретически исследовано воздействие магнитного и электрического полей на ориентационную структуру ферронематического жидкого кристалла с бистабильным сцеплением дисперсной фазы и жидкокристаллической матрицы. Найдено пороговое поле перехода в фазу магнитного насыщения. Проведен анализ свободной энергии ферронематика в форме разложения Ландау. Аналитически получено выражение, позволяющее определить характер ориентационного перехода в фазу магнитного насыщения.

Ключевые слова: ферронематик; электрическое поле; магнитное поле; бистабильное сцепление; теория Ландау; трикритическое поведение

TRICRITICAL BEHAVIOR OF A FERRONEMATIC IN AN ELECTRIC FIELD AT THE TRANSITION TO THE PHASE OF MAGNETIC SATURATION

D. P. Sokolchik, D. V. Makarov

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

The effect of magnetic and electric fields on the orientation structure of a ferronematic liquid crystal with a bistable coupling of a dispersed phase and a liquid crystal matrix has been theoretically studied. The threshold field of the transition to the magnetic saturation phase is obtained. The analysis of the ferronematic free energy in the form of a Landau expansion is carried out. An expression allowing to determine the nature of the orientation transition to the phase of magnetic saturation is obtained analytically.

Keywords: ferronematic; electric field; magnetic field; bistable coupling; the Landau theory; tricritical behavior

Одной из особенностей ферронематических жидких кристаллов (ФН) является сильная ориентационная связь между феррочастицами и жидкокристаллической матрицей [1]. Приложенные к ФН внешние силовые поля, воздействуя различным образом на примесную и жидкокристаллическую подсистемы, меняют ориентационную структуру ФН, индуцируя в нем ориентационные фазовые переходы различного типа. В данной работе рассматривается ФН с мягким бистабильным потенциалом сцепления [2] между магнитными частицами и молекулами жидкого кристалла (ЖК), который помещен в электрическое $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ и магнитное $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ поля (рис. 1).

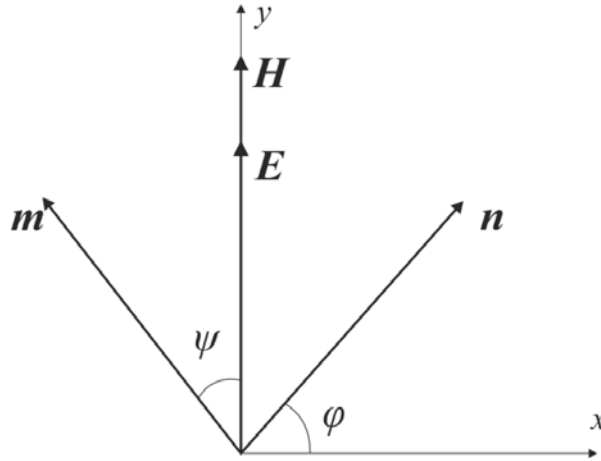


Рис. 1. Ферронематик в электрическом и магнитном полях

Пренебрегая особенностями структуры на молекулярном масштабе, для описания ориентационных переходов в ФН воспользуемся континуальной теорией, в которой средняя ориентация длинных осей молекул ЖК характеризуется единичным вектором \mathbf{n} , называемым директором, а магнитных частиц – единичным вектором \mathbf{m} . Равновесная ориентационная структура ФН определяется из условий минимума его полной свободной энергии $F = \int F_V dV$, объемную плотность F_V которой запишем следующим образом [1–3]:

$$F_V = -M_s f (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}) - \frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 + \frac{Wf}{d} (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2 [1 - \zeta (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})^2]. \quad (1)$$

Здесь первый вклад в (1) – объемная плотность свободной энергии феррочастиц в магнитном поле \mathbf{H} , второй – плотность диамагнитной энергии ЖК-матрицы, третий – плотность энергии взаимодействия электрического поля \mathbf{E} с ЖК, четвертый – плотность энергии ориентационного взаимодействия магнитных частиц с ЖК-матрицей; M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, χ_a и ε_a – анизотропии диамагнитной восприимчивости и диэлектрической проницаемости ЖК, W – поверхностная плотность энергии сцепления директора и намагниченности, ζ – параметр анизотропии бистабильного потенциала сцепления, f – объемная доля частиц в суспензии, d – поперечный диаметр частицы. Будем считать, что $W > 0$, тогда в отсутствие внешних полей директор и намагниченность взаимно ортогональны ($\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$). При включении магнитного $\mathbf{H} = (0, H, 0)$ и электрического $\mathbf{E} = (0, E, 0)$ полей директор \mathbf{n} и намагниченность \mathbf{m} будут поворачиваться в плоскости xOy , в этом случае их можно параметризовать следующим образом:

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0), \quad \mathbf{m} = (-\sin \psi, \cos \psi, 0). \quad (2)$$

С учетом (2) плотность свободной энергии ФН F_V (1) примет вид:

$$F_V = -M_s f H \cos \psi - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi \left(\chi_a H^2 + \frac{\varepsilon_a}{4\pi} E^2 \right) + \frac{Wf}{d} \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)]. \quad (3)$$

Запишем объемную плотность F_V в безразмерной форме:

$$\tilde{F}_V = -h \cos \psi - \frac{h^2 + \tilde{E}^2}{2} \sin^2 \varphi + \sigma \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)], \quad (4)$$

где $\sigma = W/(dM_s^2 f)$ – безразмерная энергия сцепления молекул ЖК и магнитных частиц; $h = H\chi_a/(M_s f)$ – безразмерная напряженность магнитного поля, $\tilde{E} = E/(M_s f \sqrt{\chi_a \varepsilon_a / 4\pi})$ – безразмерная напряженность электрического поля. Далее тильду над введенными безразмерными величинами будем опускать.

Минимизация полной свободной энергии F по углам φ и ψ приводит к следующим безразмерным уравнениям равновесия ФН:

$$\frac{h^2 + E^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (5)$$

$$h \sin \psi - \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (6)$$

Одно из тривиальных решений системы уравнений (5) – (6) описывает состояние ФН с сонаправленными магнитному полю \mathbf{H} директором и намагниченностью ($\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$), отвечающее фазе магнитного насыщения ФН. Если ФН оказывается в этом состоянии, то дальнейшее увеличение напряженностей электрического или магнитного полей не вызывает каких-либо ориентационных переходов в ФН. Условия термодинамической устойчивости ФН приводят к следующему уравнению для поля перехода h_{\parallel} в указанную фазу магнитного насыщения:

$$h_{\parallel}^3 - 2\sigma(1 - 2\zeta)h_{\parallel}^2 - [2\sigma(1 - 2\zeta) - E^2]h_{\parallel} - 2\sigma E^2(1 - 2\zeta) = 0. \quad (7)$$

Численное решение уравнения (7) представлено на рис. 2. На этом рисунке область параметров выше кривой h_{\parallel} отвечает состоянию магнитного насыщения ФН с планарной ориентацией директора и намагниченности. Видно, что при включении электрического поля порог устойчивости смещается в область меньших магнитных полей, чем это было при его отсутствии, то есть электрическое поле E оказывает дестабилизирующее влияние на систему. Увеличение параметра поверхностной анизотропии ζ также понижает пороговое поле h_{\parallel} .

Для того чтобы определить тип перехода в фазу магнитного насыщения ($\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$), произведем разложение свободной энергии F_V (4) вблизи фазового перехода, полагая $\varphi = \pi/2 + \varepsilon\varphi_1 + \dots$, $\psi = \varepsilon\psi_1 + \dots$, $\varepsilon \ll 1$.

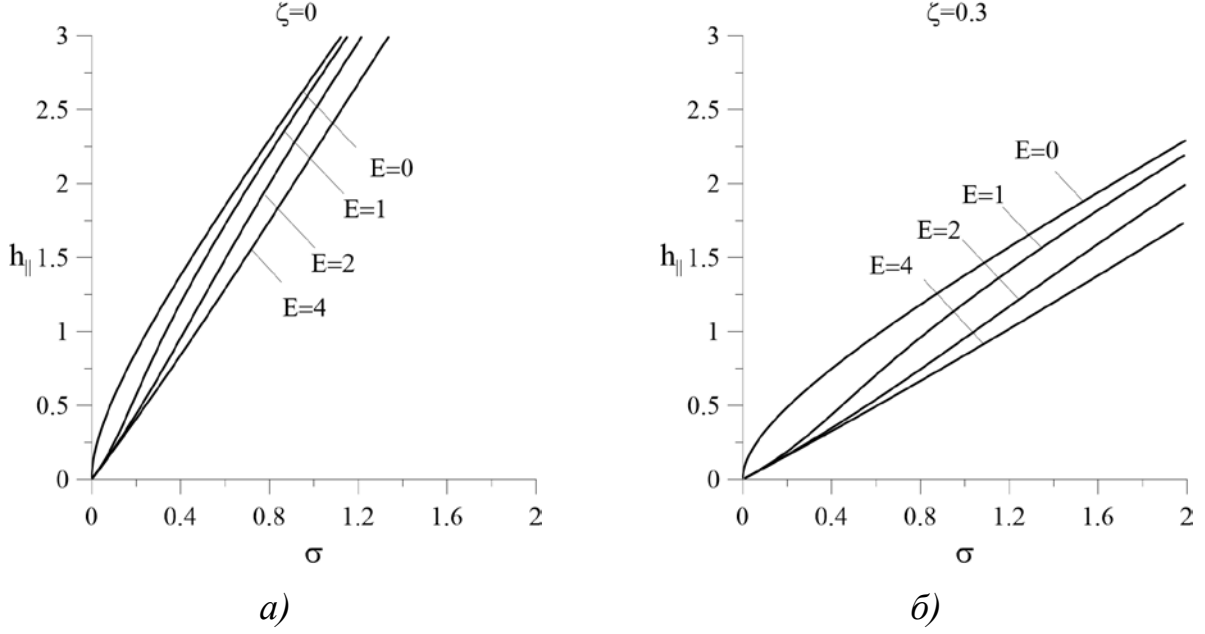


Рис. 2. Зависимость поля перехода h_{\parallel} от энергии сцепления σ для параметра поверхностной анизотропии а) $\zeta = 0$ и б) $\zeta = 0.3$

Из уравнений ориентационного равновесия (5) и (6) в линейном порядке по формальному малому параметру ε можно найти связь между φ_1 и ψ_1 , что позволяет представить свободную энергию в форме разложения Ландау

$$F = F_0 + A\varphi_1^2 + B\varphi_1^4, \quad (8)$$

где A и B – некоторые функции параметров E , h , σ и ζ . После минимизации энергии (8) для углов поворота директора φ и намагниченности ψ окончательно получаем следующие зависимости:

$$\varphi \approx \frac{\pi}{2} - \sqrt{D(h_{\parallel} - h)}, \quad \psi \approx \frac{E^2 + h_{\parallel}^2}{h_{\parallel}} \sqrt{D(h_{\parallel} - h)}, \quad (9)$$

где величина

$$D = \frac{12h_{\parallel}[(E^2 + h_{\parallel}^2)^2 + 2h_{\parallel}^3](1 - 2\zeta)}{(E^2 + h_{\parallel}^2)[((E^2 + h_{\parallel}^2)^3 + 4h_{\parallel}^3)(1 - 2\zeta) + 4(1 + 3\zeta)(E^2 + h_{\parallel}^2 + h_{\parallel})^3]}$$

зависит от критического поля магнитного перехода h_{\parallel} , определяемого уравнением (7), безразмерной напряженности электрического поля E , параметров потенциала поверхностного сцепления σ и ζ .

В отсутствие электрического поля, т.е. при $E = 0$, найденные угловые зависимости (9) совпадают с выражениями, полученными ранее в работе [2]. Приравняв знаменатель функции D к нулю и используя уравнение (7) для поля перехода в фазу магнитного насыщения, можно найти зависимость $\zeta_{\parallel}(\sigma)$,

определяющую трикритическую кривую, в точках которой фазовый переход в фазу магнитного насыщения меняет свой род. Соответствующая кривая $\zeta_{||}(\sigma)$ представлена на рис. 3. Область параметров ниже кривой $\zeta_{||}(\sigma)$ соответствует переходам второго рода, а $\zeta_{||}(\sigma)$ – переходам первого рода. Ориентационное поведение ФН при фиксированной напряженности электрического поля при изменении магнитного поля h для различных значений параметра ζ , демонстрирующее изменение направления ветвления решений при переходе в фазу магнитного насыщения, представлено на рис. 4.

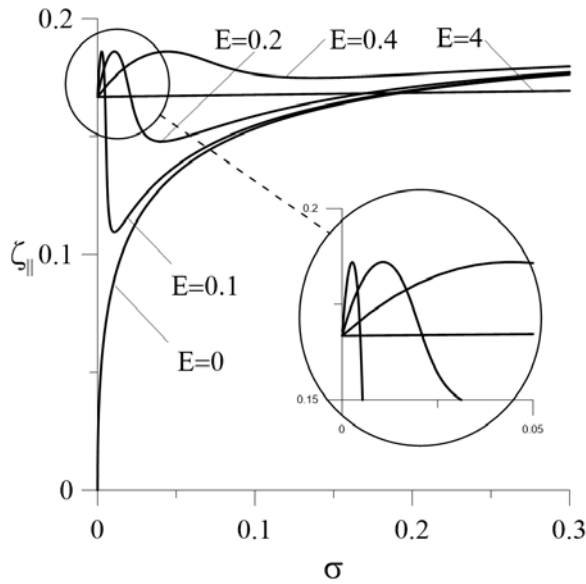


Рис. 3. Зависимость трикритического значения параметра анизотропии $\zeta_{||}$ от энергии сцепления σ при различных значениях электрического поля E

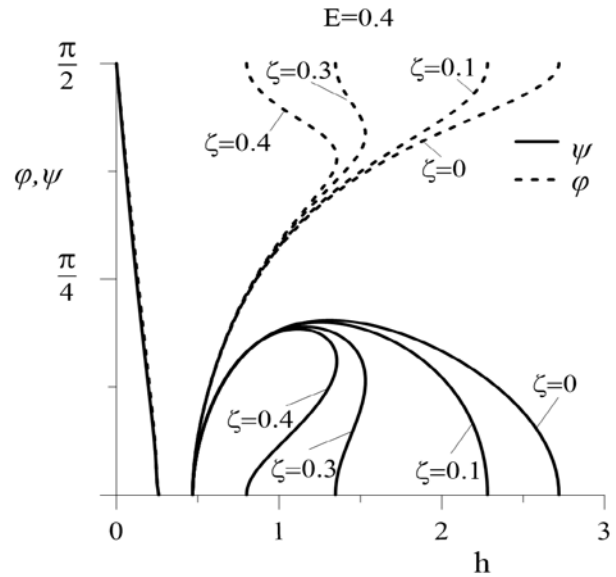


Рис. 4. Зависимости углов ϕ и ψ от напряженности магнитного поля h при энергии сцепления $\sigma = 1$ и различных параметрах анизотропии сцепления ζ

Список литературы

1. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique (France). 1970. Vol. 31. P. 691–708.
2. Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N. Magnetically induced bistable behavior of ferro-nematic liquid crystals // Physical Review E. 2013. Vol. 88. 052503.
3. Захлевных А. Н., Макаров Д. В. Влияние электрического и магнитного полей на ориентационную структуру ферронематического жидкого кристалла // Журнал технической физики. 2014. Т. 84. Вып. 9. С. 7–16.

ДИСПЕРСИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВРАЩЕНИЯ В НЕМАТИКО – ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ СМЕСЯХ

А. А. Сятчихин

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

Экспериментально изучена дисперсия оптического вращения жидкокристаллической смеси МББА – холестерилпропионат. Найден шаг спирали в зависимости от концентрации холестерика в нематике. Исследование выполнено спектрометрическим методом канавчатого спектра.

Ключевые слова: жидкий кристалл; канавчатый спектр; шаг спирали

DISPERSE OF OPTICAL ROTATION IN NEMATIC-CHOLESTERIC MIXTURES

A. A. Syatchikhin

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

Study of dispersion of optical rotation of the MBBA-cholesteryl propionate mixture and finding the pitch of the helix of the mixture as a function of cholesteric concentration by the method of the channeled spectrum.

Keywords: liquid crystal; channel spectrum; spiral

Среди различных типов жидких кристаллов именно холестерики, обладают уникальными оптическими свойствами [1–3]. Одно из которых избирательно отражать падающий свет. Значение отраженной длины волны может лежать как в видимой, так и инфракрасной, так и ультрафиолетовой областях спектра и зависит от шага спирали P . Холестерики имеют огромное практическое применение. Так, нанося холестерические кристаллы на поверхность объектов, получают топографическое распределение температуры, что дает возможность визуализации в различных сферах медицины и техники.

Для холестерической фазы характерно спиральное упорядочение с шагом спирали P . Наличие винтовой оси симметрии обуславливает высокую оптическую активность холестерика. Оптическая активность заключается в повороте плоскости поляризации, проходящего через образец поляризованного света на угол φ . Вращательная способность вещества ρ определяется так: $\rho = \varphi/d$.

Вне района селективного отражения света вращательная способность равна:

$$\rho = \frac{-\pi\Delta n^2 P}{4\lambda^2 [1 - (\frac{\lambda}{\lambda_{сел}})^2]}, \quad (1)$$

где $\Delta n = n_e - n_o$ – двулучепреломление молекулярного слоя; λ – длина волны; $\lambda_{\text{сел}} = nP$ – длина волны селективного отражения света.

Если $\lambda \ll \lambda_{\text{сел}}$, формула (1) преобразуется к более простому виду:

$$\rho = \frac{-\pi \Delta n^2}{4\lambda^2}. \quad (2)$$

В настоящей работе экспериментально исследуются дисперсия оптического вращения и шаг спирали нематико–холестерических смесей (НХС): МВВА–холестерилпропионат. Как показано в [2], даже небольшое количество оптически активного вещества может перевести нематик в холестерик.

Все измерения выполнены в зависимости от массовой концентрации холестерика в нематике. Измерения массы растворов и его компонентов проводились с помощью аналитических весов ЛВ-210А 2-го класса точности (рис. 8), абсолютная погрешность измерения которых составляла ± 0.4 мг.

В процессе приготовления растворов, порошок холестерилпропионата засыпался в пробирку с МВВА или с предыдущим раствором, которая помещалась в рабочую полость ультразвуковой ванны Digital Ultrasonic Cleaner CD-4820 при температуре 50 – 60°C, т.е. в изотропной области, где с помощью ультразвука перемешивалась до получения однородного раствора. В день эксперимента НХС снова переводилась в состояние изотропной жидкости и в таком виде заливалась в оптическую ячейку.

Для исследований использовалась стеклянная оптическая ячейка типа «сендвич» с полимерным слоем, обеспечивающим планарную ориентацию молекул ЖК. Зазор между пластинами равен $d = 20$ мкм.

Оптические измерения выполнены с помощью спектрометра SPID HD. В основе измерений Δn лежит явление интерференции поляризованных лучей. Если через систему поляризатор – образец – анализатор в скрещенном положении поляроидов пропустить белый свет, а затем разложить его в спектр, то можно наблюдать чередование максимальных и минимальных значений интенсивности света (рис. 1).

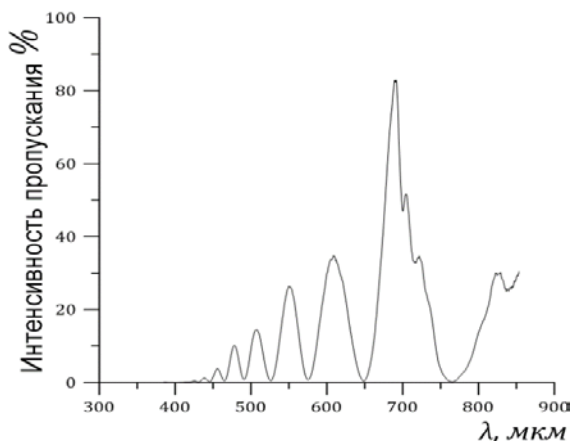


Рис. 1. Зависимость интенсивности пропускания от длины волны λ

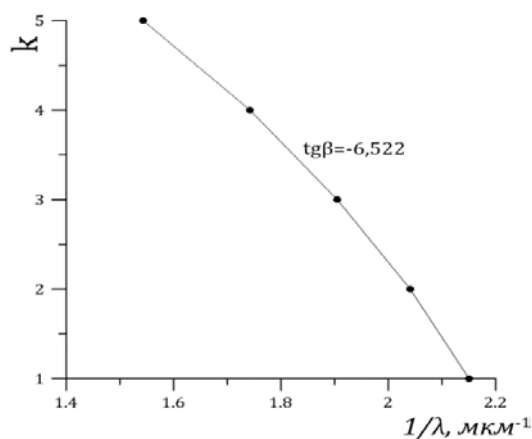


Рис. 2. Зависимость порядков максимумов k от $1/\lambda$ для МВВА

Условие максимумов интерференции:

$$d(n_e - n_o) = 2k\lambda, \quad (3)$$

где k – порядок интерференционного максимума.

Измерив длины волн соответствующие максимумам интенсивности света, и, построив график зависимости $k(1/\lambda)$ (рис. 2), по тангенсу угла наклона можно определить величину оптической разности хода Δn . Для МВВА расчеты дают: $\text{tg } \beta = -n d = -6.522$; $\Delta n = 0.326$.

Для определения дисперсии смеси также можно использовать метод канавчатого спектра. Но в этом случае спектр, наблюдаемый с помощью спектральной насадки, имеет полосы погасания в скрещенных поляроидах в том случае, когда плоскость поляризации света повернется при прохождении образца на угол, кратный π . Т.е. при переходе от одной длины волны погасания к другой угол меняется на величину π .

Типичная зависимость угла поворота φ от длины волны НХС показана на рис. 3. Отметим, что здесь существует неопределённость в величине φ равна φ_0 , которая, впрочем, не препятствует расчетам.

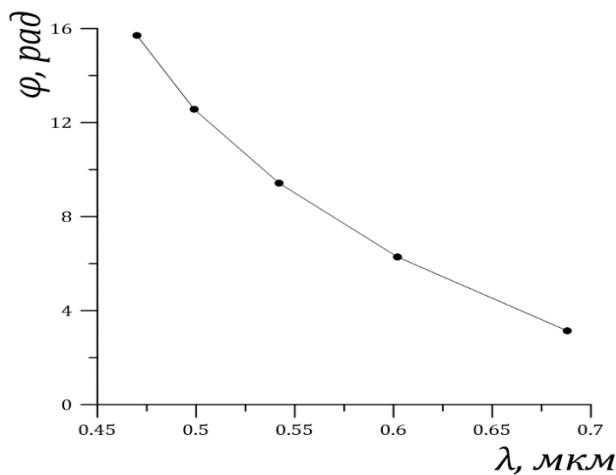


Рис. 3. Зависимость угла поворота φ в НХС от длины волны λ

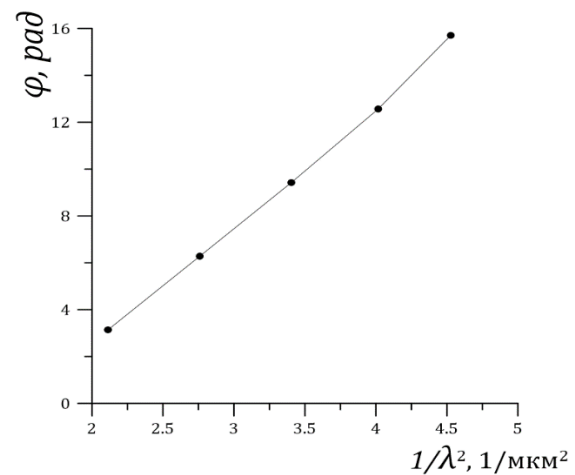


Рис. 4. Зависимость угла поворота φ в НХС от $1/\lambda^2$

В соответствии с теорией де Ври [1] должна наблюдаться линейная зависимость между φ и $1/\lambda^2$. На рис. 4 представлен результат такого расчета. Искривление формы экспериментальной кривой объясняется дисперсией показателя преломления $\Delta n(\lambda)$. Более точная зависимость угла поворота плоскости поляризации может быть получена с учетом дисперсии МВВА:

$$\varphi = \frac{\pi(\Delta n)^2 P}{4d\lambda^2}. \quad (4)$$

Для этого, используя экспериментальные данные МВВА, следует построить график зависимости $\varphi = \varphi (\Delta n)^2 / \lambda^2$. Результаты расчетов показаны на рис. 5.

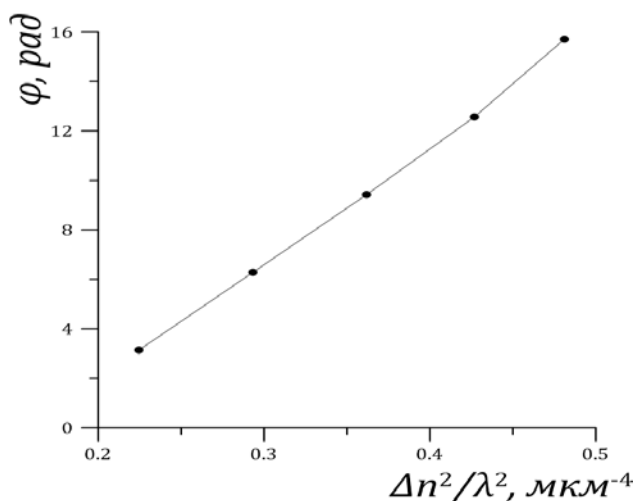


Рис. 5. Зависимость угла поворота φ в НХС от $\Delta n^2/\lambda^2$

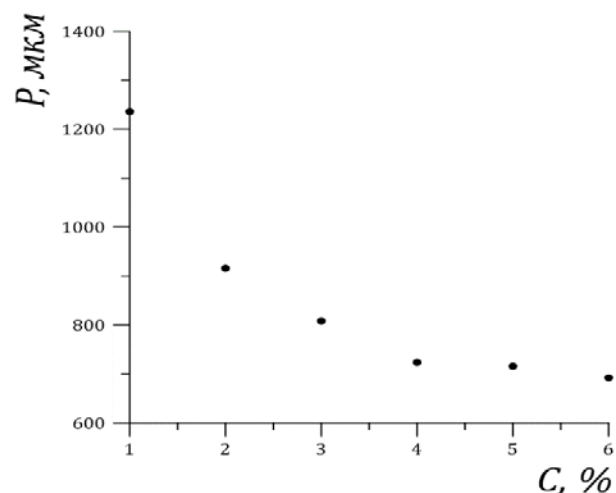


Рис. 6. Зависимость шага спирали P НХС от массовой концентрации C холестерина

Тангенс угла наклона кривых:

$$\text{tg } \beta = \frac{\pi P}{4d}$$

позволяет определить шаг холестерической спирали. Зависимость шага спирали P смесей МББА – холестерилпропионат от массовой концентрации холестерина C показана на рис. 6. Такая зависимость имеет нелинейный вид: значения шага спирали уменьшаются с ростом концентрации, что свидетельствует о закручивании спирали.

Сводные результаты исследования представлены в таблице.

Концентрация C , масс. %	Шаг спирали P , μm^{-1}
1	3.09
2	2.29
3	2.02
4	1.81
5	1.79
6	1.73

Список литературы

1. Пикин С. А., Блинов Л. М. Жидкие кристаллы. М.: Наука, 1982. 207 с.
2. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
3. Шибяев В. П. Жидкие кристаллы: холестерики // Химия и жизнь – XXI век. 2008. № 7. С. 4–8.

КОЛЕБАНИЯ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И ТЕРМОГРАВИТАЦИОННОЙ СИЛ

Д. Д. Титова

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

На основе маломодовой модели изучено поведение слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле при нагреве снизу. В рассматриваемой модели основной вклад в зарядообразование вносит электрокондуктивный механизм образования свободных зарядов в жидкости. Получена зависимость теплопотока от электрического параметра. С помощью Фурье – спектров были классифицированы различные типы синхронных возмущений, а также найдены области хаотических колебаний. Определен сценарий перехода от периодических колебаний к хаотическим.

Ключевые слова: электроконвекция; переменное электрическое поле; слабопроводящая жидкость

OSCILLATIONS OF POORLY CONDUCTING FLUID UNDER ELECTRIC AND THERMOGRAVITATIONAL FORCES

D. D. Titova

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

The behavior of a poorly conducting fluid in an alternating electric field under heating from below has been studied. A low-mode electroconvection model is obtained, which describes the behavior of a poorly conducting fluid. The main contribution to charge formation is made by the electroconductive mechanism of the free charges formation in the fluid. The dependence of the heat flow on the electric parameter is obtained. Various types of synchronous perturbations are classified with the help of Fourier spectrum. Regions of chaotic oscillations are found. The scenario of transition from periodic oscillations to chaotic ones is determined.

Keywords: electroconvection; alternating electric field; poorly conducting fluid

Большой интерес в изучении электроконвекции слабопроводящих сред возникает в связи с применением данного явления в промышленности. Существует несколько механизмов возникновения свободных зарядов в жидкости: диэлектрофоретический, инжекционный и электрокондуктивный [1–3]. В данной работе рассматривается электрокондуктивный механизм образования свободных зарядов в жидкости.

Рассмотрим плоский горизонтальный слой вязкой несжимаемой слабопроводящей жидкости, которая неоднородно нагрета. Жидкость находится в поле тяжести \mathbf{g} и в переменном электрическом поле \mathbf{E} (рис. 1). Ось x направлена вдоль нижней границы, ось z – перпендикулярно к границам слоя, вверх. Пластины конденсатора идеально тепло- и электропроводны. Они расположены при $z = 0, h$ (h – толщина слоя) и нагреты до разной

температуры $T(0) = \Theta$, $T(h) = 0$. Здесь T – температура, отчитываемая от некоторого среднего значения \bar{T} , Θ – характерная разность температур. Случай $\Theta > 0$ соответствует нагреву снизу. Потенциал поля верхней границы равен нулю: $\varphi(h) = 0$, потенциал нижней – $\varphi(0) = U \cos(\omega t)$. Здесь U – амплитуда напряжения, $\omega = 2\pi\nu$, где ω – угловая и ν – линейная частоты.

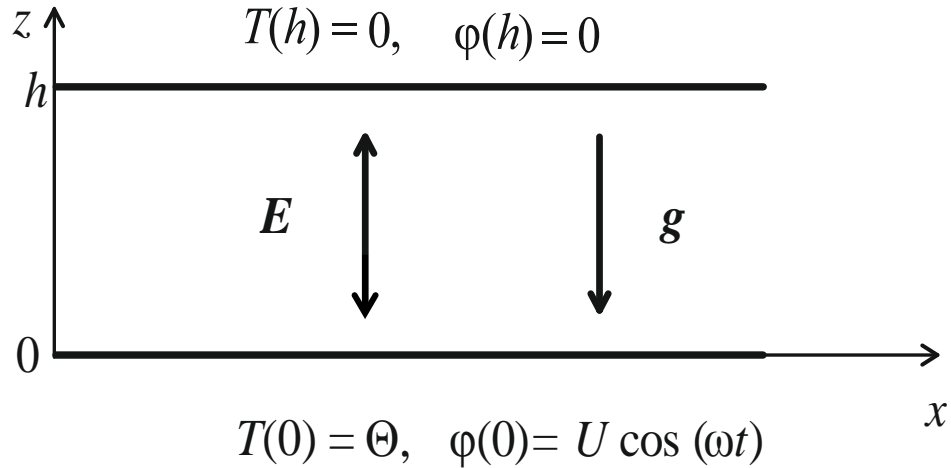


Рис. 1. Геометрия задачи и система координат

Движение жидкости можно описать с помощью маломодовой модели электроконвекции [4]:

$$\begin{aligned}
 \dot{X} &= \text{Pr}(-X + r \cdot Y - e \cdot T \cdot \cos \omega t), \\
 \dot{V} &= \text{Pr}\left(-d \cdot V + \frac{r \cdot W + e \cdot S \cdot \cos \omega t}{d}\right), \\
 \dot{Y} &= -Y + X + XZ, \\
 \dot{W} &= -d \cdot W + V, \\
 \dot{Z} &= -bZ - XY, \\
 \dot{S} &= -gS + XU - gY \cos \omega t, \\
 \dot{T} &= -gT - gW \cos \omega t, \\
 \dot{U} &= -gU - XS - 2gZ \cos \omega t.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь X, V – амплитуды пространственных гармоник функции тока; Y, Z, W – амплитуды пространственных гармоник температуры; S, T, U – амплитуды пространственных гармоник плотности заряда; r – эффективное тепловое число Рэлея, e – безразмерный электрический параметр; Pr – число Прандтля b, d – геометрические параметры; g – величина, определяющая отношение времени релаксации тепловых возмущений и возмущений заряда; k – волновое число, характеризующее периодичность электроконвективных структур. Система (1) представляет собой расширение модели Лоренца для слабопроводящих жидкостей с электрокондуктивным механизмом зарядообразования.

Интегрирование системы (1) проводилось с помощью метода Рунге – Кутты 4-ого порядка. Использовались следующие наборы параметров: $Pr = 400$, $Pr_e = 30$, соответствующие таким слабопроводящим жидкостям, как конденсаторные, трансформаторные и кукурузные масла, интенсивность нагрева $\gamma = 0.8$, что соответствует нагреву снизу, волновое число $k = 0.933$, значения остальных параметров были следующими: $b = 2.138$, $d = 2.604$, $g = 0.722$. Поведение системы рассмотрено при частоте электрического поля $\nu = 0.09$.

Введем средний по времени теплопоток, приходящий на единицу горизонтальной границы конденсатора (число Нуссельта). Интегрирование проводилось по временному интервалу $t_{end} = 1000$:

$$Nu = 1 - \frac{2}{t_{end}} \int_0^{t_{end}} Z(t) dt.$$

Зависимость числа Нуссельта от значения электрического параметра при частоте $\nu = 0.09$ представлена на рис. 2. Число Нуссельта равно 1 в состоянии равновесия, когда все возмущения затухают, тепло передается теплопроводным механизмом. При $e = 10.75$ возникает колебательная неустойчивость ($Nu > 1$).

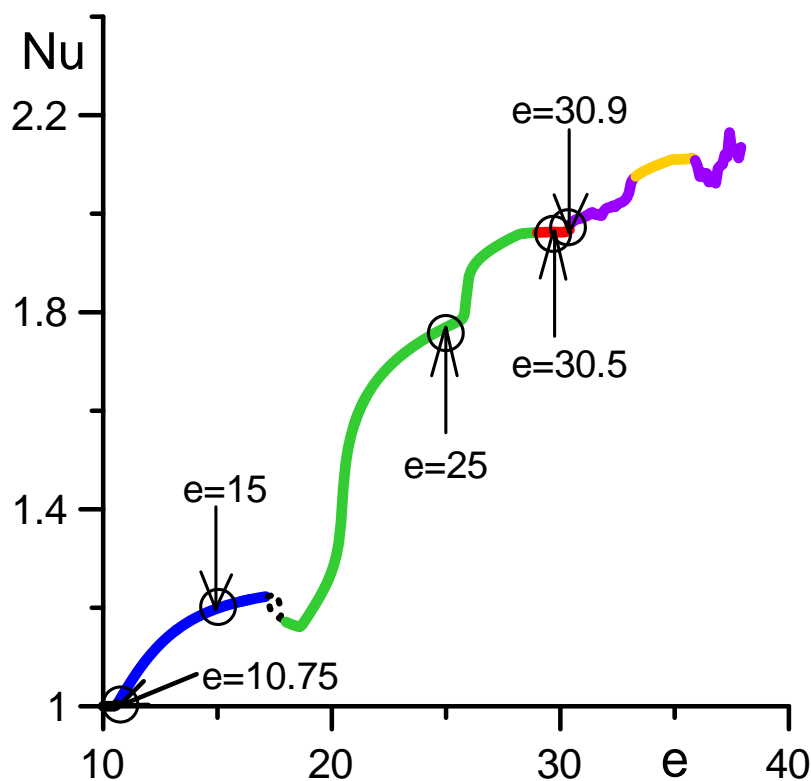


Рис. 2. График зависимости безразмерного теплопотока Nu от электрического параметра e при $\nu = 0.09$: штриховой линией, черным цветом обозначена область гистерезиса; синий, зеленый, красный цвета соответствуют синхронным колебаниям; фиолетовый цвет соотносится с хаотическими колебаниями; желтый цвет выделяет область синхронизации

Изначально в системе реализуется синхронный режим колебаний с частотой равной частоте внешнего воздействия, а в Фурье – спектре амплитуды X наблюдаются пики, соответствующие нечетным комбинациям внешней частоты $\nu_n = n \cdot \nu$, где $n = 1, 3, 5 \dots$ (рис. 3а). Данному типу синхронных колебаний соответствует синий цвет на рис. 2.

При увеличении электрического числа, начиная со значения $e = 18.7$, основной частотой становится удвоенная внешняя частота, причем в спектральном составе отклика системы наблюдаются пики, соответствующие четным комбинациям внешней частоты $\nu_n = n \cdot \nu$, где $n = 0, 2, 4 \dots$ (рис. 3б). С этим классом периодических колебаний соотносится зеленый цвет на рис. 2.

При достижении $e = 29.1$ в Фурье – спектре наблюдаются пики, соответствующие нечетным и четным комбинациям внешней частоты $\nu_n = n \cdot \nu$, где $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ (рис. 3в). На рис. 2 этому типу синхронных возмущений соответствует красный цвет.

По мере увеличения амплитуды поля в динамической системе возникает каскад удвоений периода и система выходит на хаотический режим колебаний при $e = 30.9$. Области хаотических колебаний соответствует фиолетовый цвет на рис. 2. Увеличенный участок рис. 2, соответствующий области хаотических колебаний представлен на рис. 4.

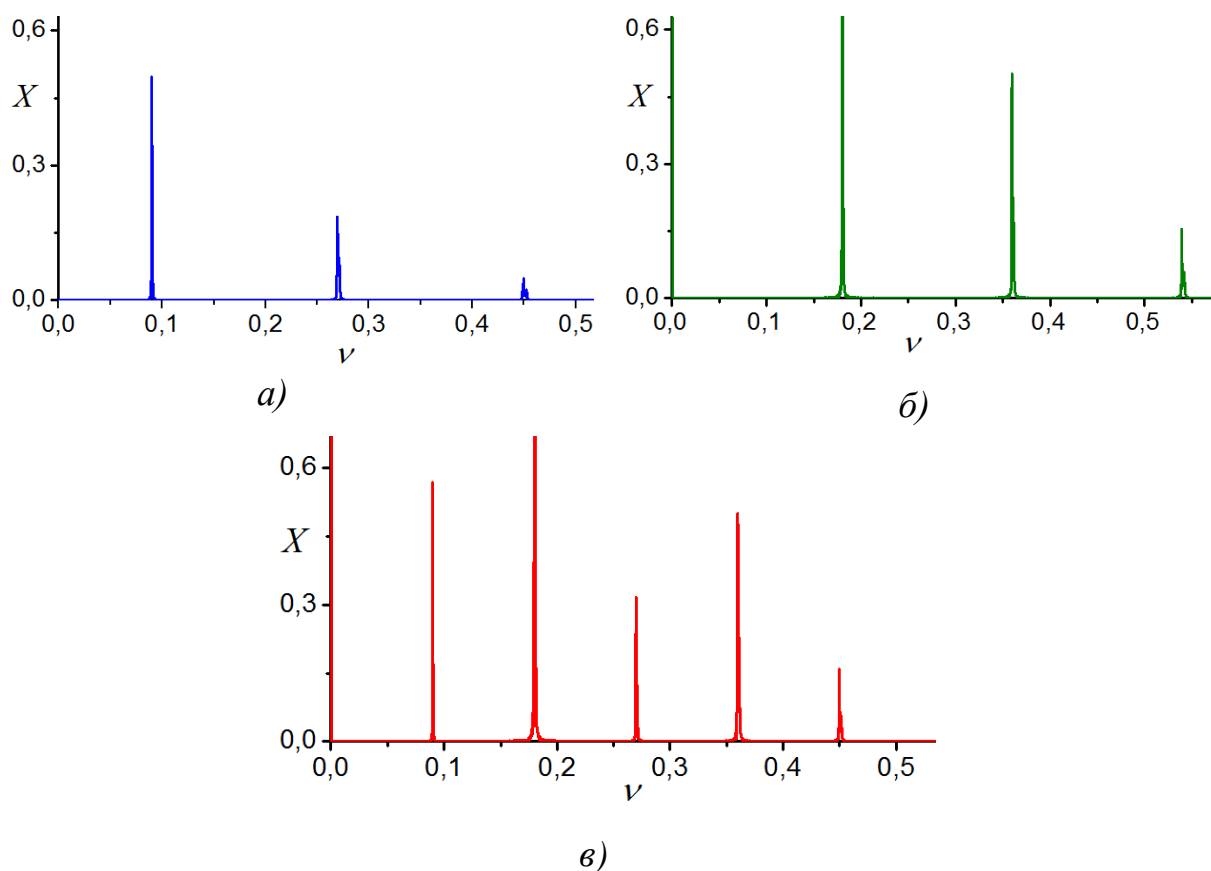


Рис. 3. Фурье – спектр отклика системы при $\nu=0.09$ для амплитуды X :
 а) $e = 15$; б) $e = 25$; в) $e = 30.5$

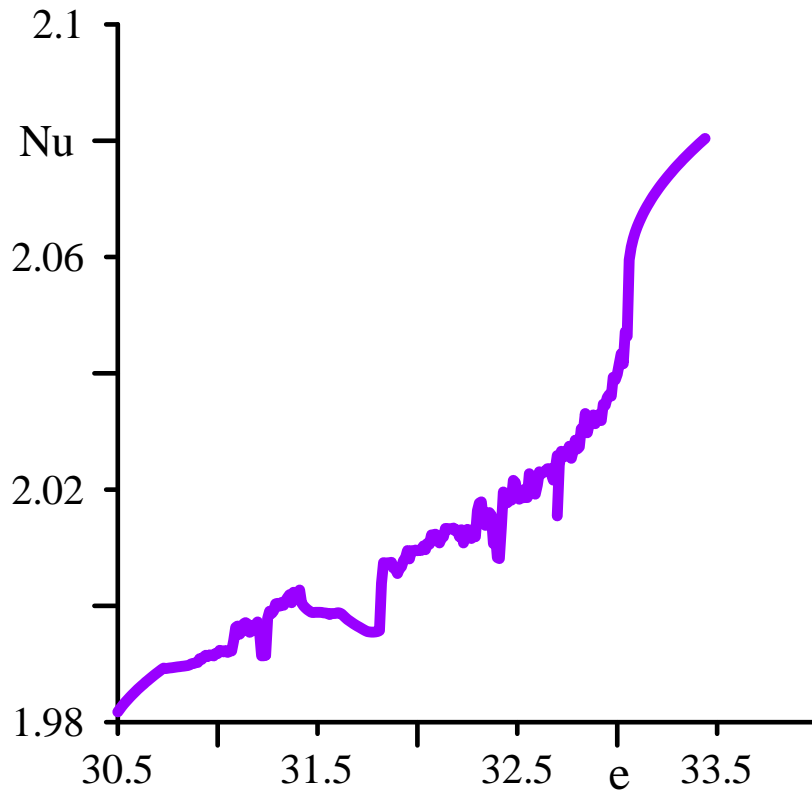


Рис. 4. Увеличенный участок рис. 2, соответствующий области хаотических колебаний

Определен сценарий перехода к хаотическим колебаниям. В системе реализуется сценарий Фейгенбаума. Первая бифуркация удвоения периода происходит при $e = 30.8$, появляется частота, равная половине внешней ($\nu = 0.0945$). Второе удвоение периода наблюдается при $e = 30.8431$ ($\nu = 0.04725$), третье – при $e = 30.8756$ ($\nu = 0.023625$), четвертое – при $e = 30.8826$ ($\nu = 0.0118125$). Фурье – спектры, соответствующие первой, второй, третьей и четвертой бифуркациям представлены на рис. 5.

Проведена оценка постоянной Фейгенбаума [5]. Для достижения большей точности константы точки бифуркаций e_2, e_3, e_4 определялись с точностью до четвертого знака после запятой. Значение константы Фейгенбаума составило $\delta = 4.643$, что с погрешностью 0.56 % совпадает с ее точной величиной:

$$\delta = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{e_k - e_{k-1}}{e_{k+1} - e_k} = 4.669 \dots$$

При дальнейшем увеличении электрического параметра e удалось обнаружить область синхронизации системы с внешней частотой, где существуют периодические колебания двух типов: Фурье – спектр содержит только четные гармоники внешней частоты; Фурье – спектр содержит как четные, так и нечетные гармоники внешней частоты. На рис. 2 области синхронизации соответствует желтый цвет. Переход от регулярных колебаний к хаотическим осуществляется снова через каскад удвоений периода.

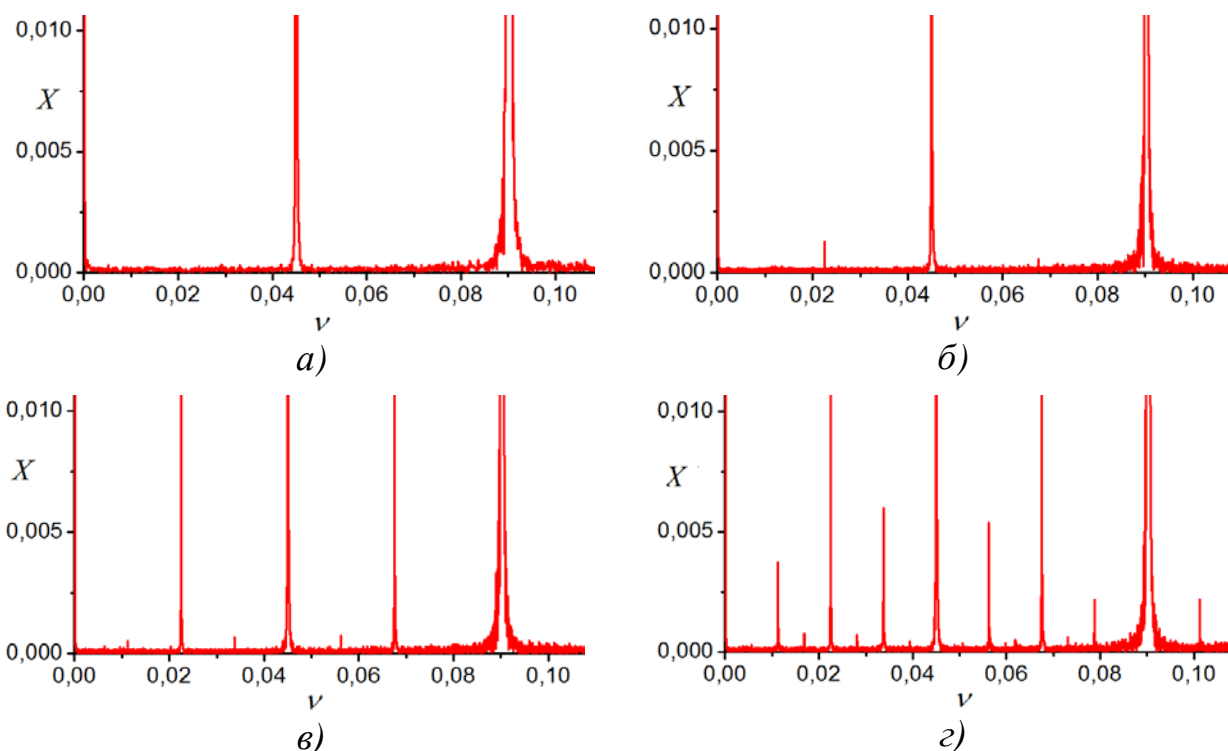


Рис. 5. Фурье – спектр отклика системы при $\nu=0.09$ для амплитуды X :
 а) $e = 30.81$; б) $e = 30.8434$; в) $e = 30.8757$; г) $e = 30.8834$

При движении в сторону уменьшения электрического параметра обнаружена область гистерезиса, соответствующая отрезку $[17.2, 17.8]$ (рис. 6). В зависимости от начальных условий реализуются колебания с нечетным набором частот в Фурье – спектре (верхняя ветвь) или возмущения с четным и нечетным набором частот в спектре (нижняя ветвь).

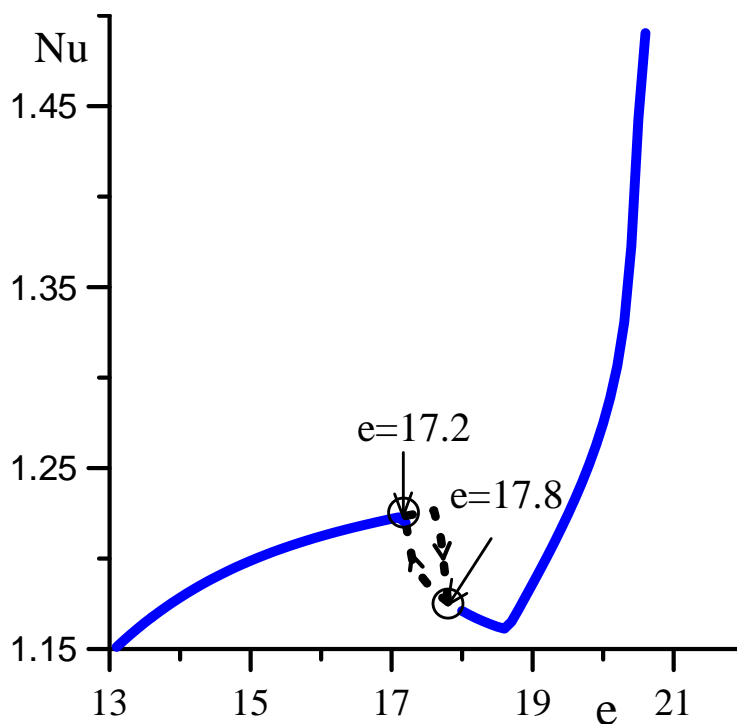


Рис. 6. Увеличенный участок рис. 2, соответствующий области гистерезиса

Список литературы

1. *Сморodin Б. Л., Тараут А. В.* Динамика волновых электроконвективных течений в модулированном электрическом поле // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 145. № 1. С. 180–188.
2. *Ильин В. А.* Модель электротермической конвекции идеального диэлектрика в горизонтальном конденсаторе // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2016. № 5. С. 10–16.
3. *Картавых Н. Н., Некрасов О. О.* Регулярные и хаотические электроконвективные колебания в слабопроводящих средах // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 4 (38). С. 45–51.
4. *Ильин В. А., Смородин Б. Л.* Нелинейные режимы конвекции слабопроводящей жидкости // Письма в Журнал технической физики. 2007. Т. 33. № 8. С. 81–87.
5. *Берже П., Помо И., Видадь К.* Порядок в хаосе. О детерминированном подходе к турбулентности. М.: Мир, 1991. 368 с.

РЕЖИМЫ ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИИ СЛАБОПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ ПРИ РАЗНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЗАРЯДА С КАТОДА

Т. И. Чигорина, В. А. Ильин

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

Изучены нелинейные режимы электроконвекции неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального слоя при униполярной инъекции заряда с катода. Рассмотрен нагрев снизу. Изучено влияние разной степени инъекции заряда на движение жидкости. Построены бифуркационные диаграммы электроконвективных режимов.

Ключевые слова: электроконвекция; слабопроводящая жидкость; инъекция

ELECTROCONVECTION REGIMES OF A POORLY CONDUCTIVE LIQUID UNDER DIFFERENT CHARGE INJECTION FROM CATHODE

T. I. Chigorina, V. A. Il'in

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

The nonlinear regimes of electroconvection in a horizontal layer of a nonisothermal poorly conductive liquid in a steady electric field are studied. The electroconvection is given rise by unipolar charge injection from a cathode. The heating from below is considered. The effect of different degree of charge injection on liquid motion is studied. The bifurcation diagram of electroconvection regimes is constructed.

Keywords: electroconvection; poorly conductive liquid; injection

Движение жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1]. В электрическом поле может происходить зарядка жидкости [2] и зарядка соприкасающихся поверхностей [3]. В приэлектродных слоях при этом формируются сложные заряженные структуры [4]. Электрические поля на поверхностях электродов влияют на зарядообразование [5]. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, например, в электрогидродинамических насосах и немеханических переключателях.

Существует несколько механизмов электроконвекции в диэлектрических жидкостях [2, 3]. Электроконвекция слабопроводящих жидкостей при участии электрокондуктивного механизма неустойчивости изучена в [6]. Неустойчивость и электроконвекция под действием инъекционного механизма зарядообразования в слабопроводящих жидкостях рассмотрена в [7–11].

Существуют разные механизмы инжекции, например, автономная униполярная инжекция с постоянной плотностью заряда на аноде [8], либо униполярная инжекция с катода, при которой плотность заряда прямо пропорциональна напряжённости электрического поля [9]. Вторая модель используется в настоящей работе. Исследования по данной модели проведены без нагрева в [9], при нагреве сверху в [10], при нагреве снизу в [11]. Часть новых результатов опубликована авторами в [12, 13].

В настоящей работе рассматривается влияние различной степени инжекции заряда с катода на движение жидкости в горизонтальном конденсаторе. В рамках безындукционного приближения безразмерная система уравнений электроконвекции слабопроводящей жидкости имеет вид [10, 11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \Phi}{\partial x} &= \Delta \Phi - E \frac{T_e^2}{M^2} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} - \frac{Ra}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \rho_e}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \rho_e}{\partial x} &= \frac{T_e}{M^2} \left(\rho_e^2 + E \frac{\partial \rho_e}{\partial z} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial x} &= \frac{1}{Pr} \Delta T. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Φ – вихрь скорости, ψ – функция тока, T – температура жидкости, ρ_e – плотность заряда, x, z – горизонтальная и вертикальная координаты, t – время, E – напряженность электрического поля; T_e и M – безразмерные электрические параметры, Pr – число Прандтля, Ra – тепловое число Рэлея [10].

Граничные условия имеют вид (A – параметр инжекции):

$$\begin{aligned} z = 0: \psi = 0, \partial \psi / \partial z = 0, \rho_e = AE, T = 1; \\ z = 1: \psi = 0, \partial \psi / \partial z = 0, T = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Задача решалась методом конечных разностей. Рассмотрен случай подогрева снизу. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами $L_z = 1$, $L_x = 2$. Горизонтальная ячейка соответствует волновому числу $k = 3.14$. Размер сетки брался 21×41 узлов. Число Прандтля $Pr = 10$, электрический параметр $M = 14.14$. Данные значения безразмерных параметров взяты из работ [9, 10], поскольку настоящее исследование является их продолжением. Использовались условия периодичности для всех функций. При фиксированном нагреве ($Ra = 400$) производились расчёты по вычислению зависимости максимальной функции тока от T_e при различных степенях инжекции заряда, т. е. для параметра $A = 0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4$. В [11–13] рассматривался фиксированный A , а нагрев менялся.

Были обнаружены два режима стационарной конвекции, между которыми наблюдались гистерезисные переходы [11–13]. Различия между ре-

жимами определяются по максимальной функции тока, по изолиниям полей функции тока, заряда, температуры. Полученные результаты были систематизированы и представлены в таблице. В таблице T_{e1} – порог жесткого возникновения режима 2, режима с большой интенсивностью вихрей, который характеризуется большой интенсивностью конвективных валов со смещёнными вверх относительно середины слоя центрами на картине изолиний функции тока; T_{e2} – порог мягкого возникновения режима 1, режима с малой интенсивностью вихрей; T_{e3} – порог перехода от режима 1 к режиму 2; ΔT_{e3-2} – разность значений T_{e3} и T_{e2} , ширина интервала существования режима 1. Между T_{e1} и T_{e2} существуют гистерезисные переходы.

Таблица. Пороги возникновения режимов и переходов между ними для разных A . T_{e1} – порог возникновения режима 2; T_{e2} – режима 1; T_{e3} – порог перехода от режима 1 к режиму 2; ΔT_{e3-2} – разность значений T_{e3} и T_{e2}

A	$T_{e1}, 10^3$	$T_{e2}, 10^3$	$T_{e3}, 10^3$	$\Delta T_{e3-2}, 10^3$
0.15	2.6	11.6	14.1	2.5
0.2	1.9	7.1	8.5	1.4
0.25	1.5	4.8	5.8	1.0
0.3	1.3	3.7	4.3	0.6
0.35	1.1	2.9	3.3	0.4
0.4	1.0	2.4	2.7	0.3

По данным таблицы построен график изменения значений порогов возникновения режимов и переходов между режимами в зависимости от инъекции заряда (рис. 1). Параметр инъекции влияет на изменение плотности распределения заряда в слое. С ростом инъекции пороги режимов понижаются, интервал существования режима малой интенсивности конвекции сужается.

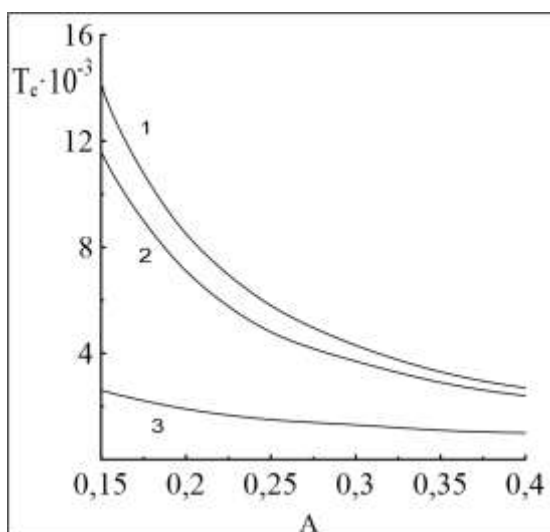


Рис.1. Зависимость пороговых значений от параметра A . Кривая 1 отображает изменение порога перехода T_3 , 2 – порога T_2 , 3 – порога T_1

Список литературы

1. *Остроумов Г. А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей: Физические основы электрогидродинамики. М.: Наука, 1979. 319 с.
2. *Саранин В. А.* Устойчивость равновесия, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях. М.; Ижевск: НИЦ РХД, 2009. 332 с.
3. *Жакин А. И.* Электрогидродинамика заряженных поверхностей // Успехи физических наук. 2013. Т. 183. № 2. С. 153–174.
4. *Стишков Ю. К., Чирков В. А.* Особенности структуры приэлектродных диссоциационно-рекомбинационных заряженных слоев при разных уровнях низковольтной проводимости слабопроводящей жидкости // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 12. С. 119–127.
5. *Кузьменко А. П., Кузько А. Е., Тимаков Д. И.* Влияние на зарядообразование электрических полей на поверхностях наноструктурированных электродов // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 2. С. 91–96.
6. *Картавых Н. Н., Некрасов О. О.* Регулярные и хаотические электроконвективные колебания в слабопроводящих средах // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2017. № 4 (38). С. 45–51.
7. *Ермолаев И. А., Жбанов А. И.* Численное исследование униполярной инъекции при электроконвективном движении в плоском слое трансформаторного масла // Механика жидкости и газа. 2003. № 6. С. 1–7.
8. *Сморodin Б. Л., Тараут А. В.* Параметрическая конвекция слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле // Механика жидкости и газа. 2010. № 1. С. 3–11.
9. *Верещага А. Н.* Унарная электроконвекция в плоском слое // Гидродинамика и процессы тепломассопереноса. 1989. С. 42–47.
10. *Мордвинов А. Н., Смородин Б. Л.* Электроконвекция при инъекции с катода и нагреве сверху // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2012. Т. 141. Вып. 5. С. 997–1005.
11. *Ильин В. А.* Электроконвекция слабопроводящей жидкости в горизонтальном конденсаторе при униполярной инъекции заряда // Журнал технической физики. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 5–9.
12. *Чигорина Т. И., Ильин В. А.* Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Физика для Пермского края». Вып. 10. Пермь, 2017. С. 91–95.
13. *Ильин В. А., Чигорина Т. И.* Переходы между электроконвективными режимами слабопроводящей жидкости при инъекции заряда в горизонтальном конденсаторе // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 3 (37). С. 66–71.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ДЕФЕКТАХ ОДНОМЕРНОЙ РЕШЕТКИ

А. Д. Апкин, К. Б. Циберкин

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

Реализован алгоритм, позволяющий численно исследовать динамику и осреднённые состояния электронов в одномерной решётке. Алгоритм позволяет задавать произвольную форму потенциала в пределах пространственного периода. Выполнено моделирование локализации электронов на точечных дефектах.

Ключевые слова: точечный дефект; периодический потенциал; численное моделирование

MODELING OF ELECTRON LOCALIZATION AT ONE-DIMENSIONAL LATTICE DEFECTS

A. D. Apkin, K. B. Tsiberkin

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

An algorithm for numerical study of dynamics and time-average states of electrons in one-dimensional lattice is realized. It permits to set arbitrary potential form over the spatial period. Electron localization at point defects is simulated.

Keywords: point defect; periodic potential; numerical modeling

Свойства твёрдых тел непосредственно зависят от состояния электронов, которые в свою очередь зависят от параметров и структуры кристаллической решётки. В идеальной решётке происходит формирование зонной структуры, индивидуальной для каждого химического соединения. Выраженный вклад в характеристики материала вносят пространственные и точечные дефекты. На них происходит рассеяние электронов проводимости, что серьёзно изменяет электрические и оптические свойства веществ даже при малых концентрациях дефектов [1].

Численное моделирование поведения волновой функции электрона позволяет анализировать основные механизмы формирования макроскопических свойств кристаллов, а также прогнозировать свойства синтезируемых материалов и сверхрешёток. Оно может быть выполнено для различных конфигураций потенциала и распределений дефектов.

В адиабатическом одноэлектронном приближении [1] поведение электронов в кристаллической решётке, описываемой потенциалом $U(x)$ с периодом d_0 описывается нестационарным уравнением Шрёдингера:

$$i \frac{\partial \psi(t, x)}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial^2 \psi(t, x)}{\partial x^2} + U(x) \psi(t, x) \quad (1)$$

с периодическим граничным условием:

$$\psi(x) = \psi(x + d_0).$$

Уравнение (1) приведено в безразмерном виде. В качестве масштаба длины выбран период решётки d_0 , масштаба энергии – характерная глубина потенциальной ямы U_0 , времени – \hbar / U_0 . Параметр μ , равный

$$\mu = \frac{2m_0 d_0^2 U_0}{\hbar^2},$$

является безразмерной константой, зависящей от условий задачи. Он даёт оценку числа дискретных энергетических уровней в яме шириной d_0 и глубиной U_0 . Кроме того, он определяет характерное время распространения локализованного волнового пакета в пределах отрезка d_0 .

Для решения уравнения (1) с периодическим условием реализована полностью неявная конечно-разностная схема. Структура уравнения Шрёдингера определяет тридиагональную структуру матрицы для системы разностных уравнений, что позволяет применить для её решения алгоритм циклической прогонки, подробно описанный в [2]. Алгоритм реализован на языке MATLAB/Octave.

За основу при выполнении расчётов принята модель Кронига–Пенни с периодическим потенциалом прямоугольной формы [3]. Расчёт производился на участке решётки, включающем несколько одинаковых потенциальных ям, разделённых прямоугольными барьерами. Одна из ям или один из барьеров имеют энергию, отличную от остальных. Это описывает точечный дефект решётки – вакансию на месте отрицательного или положительного иона, соответственно. Моделирование производится в течение длительного промежутка времени (порядка $10^3 \pi$ безразмерных единиц), вычисленная плотность вероятности усредняется по этому интервалу. В качестве начального условия выбрана волновая функция свободного электрона с заданной энергией. Результаты моделирования показаны на рис. 1.

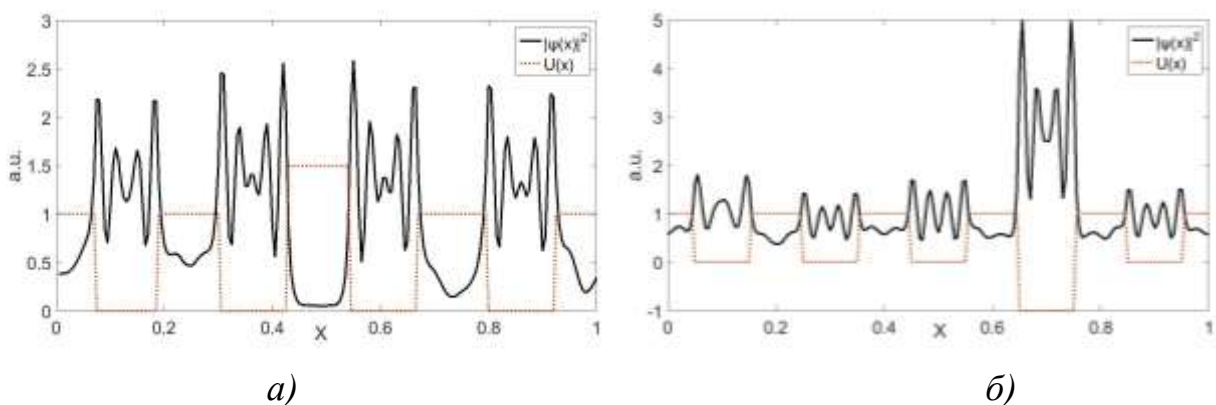


Рис. 1. Осреднённое по времени распределение плотности вероятности электрона в одномерном потенциале с дефектом: а) положительная энергия дефекта; б) отрицательная энергия дефекта. Энергия электрона 4.04 эВ, ширина ям и барьеров 1 нм, глубина ям 5 эВ.

Видно, что в окрестности дефектов обоих типов происходит увеличение плотности вероятности электрона. Это успешно согласуется с известными теоретическими результатами [4, 5] и подтверждает корректность работы реализованного численного метода. Таким образом, авторский программный код может быть применён для моделирования поведения электронов в потенциалах, более точно описывающих реальные атомные.

Список литературы

1. *Ашкрофт Н., Мермин Н.* Физика твёрдого тела. Т. 1. М.: Мир, 1979. 458 с.
2. *Самарский А. А., Николаев Е. С.* Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 592 с.
3. *Kronig R. de L., Penney W. G.* Quantum mechanics of electrons in crystal lattices // Proceedings of the Royal Society of London A. 1931. Vol. 130. P. 499–513.
4. *Tibbs S. R.* Electron energy levels in NaCl // Transactions of the Faraday Society. 1939. Vol. 35. P. 1471–1484.
5. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т. 8, 9. М.: Либроком, 2014. 526 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

И. В. Володин^a, А. А. Алабужев^{a,b}

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

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

Представлен метод решеточных уравнений Больцмана (Lattice Boltzmann Method, LBM) в аппроксимации Батнагара-Гросса-Крука для решения гидродинамических задач. Моделируется течение жидкости при обтекании неподвижного тела при разных значениях скоростей потока.

Ключевые слова: решеточные уравнения Больцмана; LBM; LBE; обтекание твердого тела

SIMULATION OF A FLOW OVER A BLUNT BODY USING THE METHOD OF BOLTZMAN LATTICE EQUATIONS

I. V. Volodin^a, A. A. Alabuzhev^{a,b}

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

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

Lattice Boltzmann method (LBM) in approximation of Bhatnagar–Gross–Krook for solution of hydrodynamical problems is presented. A fluid flow around a blunt body is simulated at different input velocities in this paper.

Keywords: Lattice Boltzmann Method; LBM; LBE; flow around blunt body

Течение вязкой жидкости, как в изотермических, так и в неизотермических задачах, описывается системой сложных дифференциальных уравнений [1], аналитическое решение возможно лишь в ограниченном числе случаев. Например, когда условия таковы, что при решении исчезает нелинейное слагаемое. Поэтому для решения уравнений и моделирования течений остается фактически единственный способ – численный.

Одним из универсальных подходов численного решения аэро- и гидродинамических задач является метод решеточных уравнений Больцмана (lattice Boltzmann method, LBM). Идея основана на решении кинетического уравнения Больцмана для одночастичной функции распределения $f(\vec{r}, p, t)$ молекул в фазовом пространстве координат и импульсов. Выбранный метод, в отличие от сеточных, не решает уравнений Навье-Стокса, а подходит к проблеме иначе, моделируя движение жидкости кинетическим уравнением Больцмана, являющегося основным в физической кинетике [2]. Кроме того, этот метод хорошо распараллеливается и поэтому он в последнее время набирает все большую популярность. [3–5]. LBM позволяет моделировать не только однофазные жидкости, но также и потоки смеси жидкостей

или газов с различными параметрами, задачи со сложной геометрией, поддерживается решение теплопроводных задач и турбулентных течений [6, 7].

При моделировании течения вокруг квадратного препятствия в данной работе использовалась девятискоростная модель D2Q9 [3–5]. На рисунке 1 показана геометрия задачи. Отметим, что в используемом методе граничные условия ставятся не на реальные физические параметры (например, скорость), а на функцию распределения f .

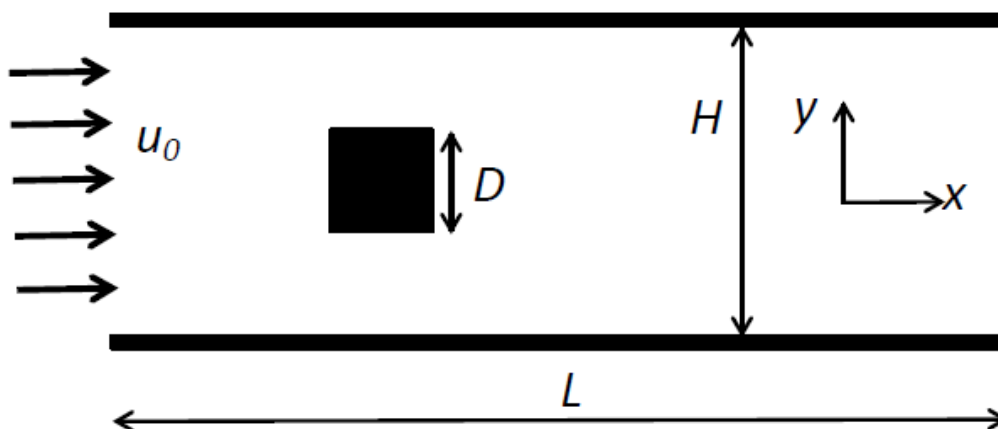


Рис. 1. Геометрия задачи

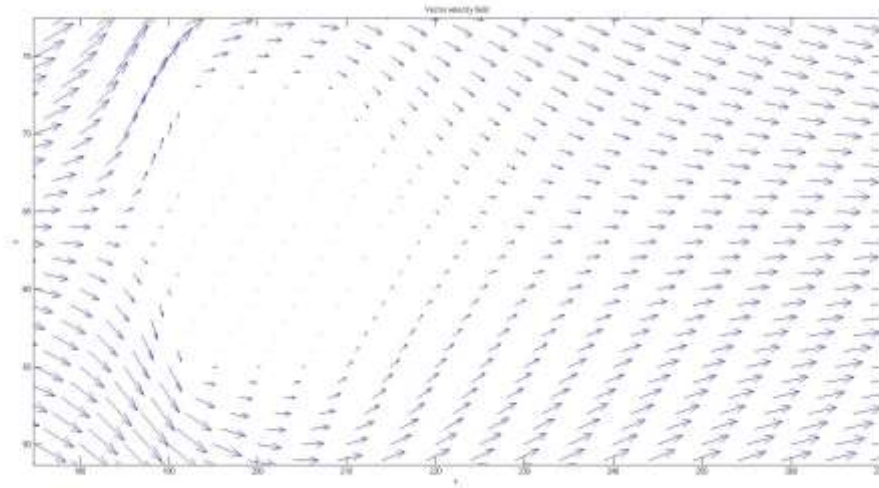
В качестве безразмерного параметра, характеризующего размеры тела относительно размеров расчётной полости, введём отношение $B = HD^{-1}$. В данной работе рассматривается полость 800×128 или 2400×384 и $B = 8$. Препятствие расположена на расстоянии $0.25L$ от левой стенки. Предполагаем, что верхние и нижние границы полости твердые, на левой границе задана постоянная скорость потока жидкости $\vec{v}_0 = (u_0, 0)$, а на правой – условие постоянства потока.

На каждом узле, который находится внутри препятствия, необходимо задать нулевую скорость течения. Для задания нулевой скорости на стенках препятствия задаем следующие условия для функции f :

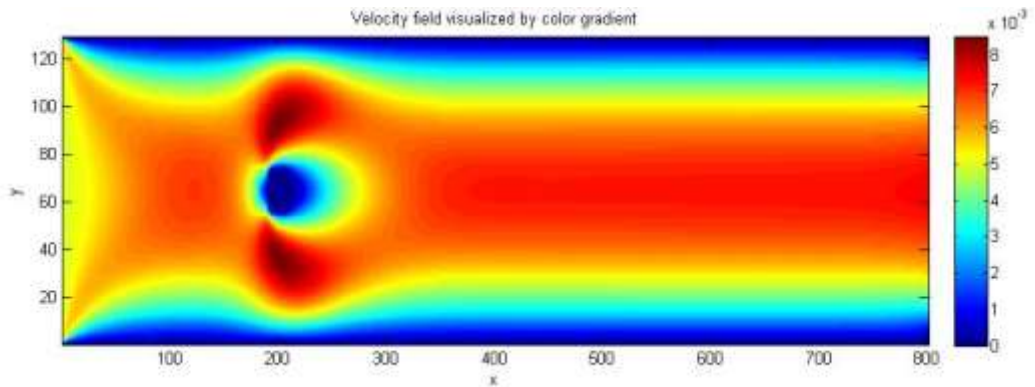
- на левой стенке препятствия: $f_6 = f_8, f_3 = f_1, f_7 = f_5$;
- на правой стенке препятствия: $f_5 = f_7, f_1 = f_3, f_8 = f_6$;
- на верхней стенке препятствия: $f_6 = f_8, f_2 = f_4, f_5 = f_7$;
- на нижней стенке препятствия: $f_7 = f_5, f_4 = f_2, f_6 = f_8$.

Основным безразмерным параметром данной задачи является число Рейнольдса $Re = u_0 D \nu^{-1}$, где ν – коэффициент кинематической вязкости.

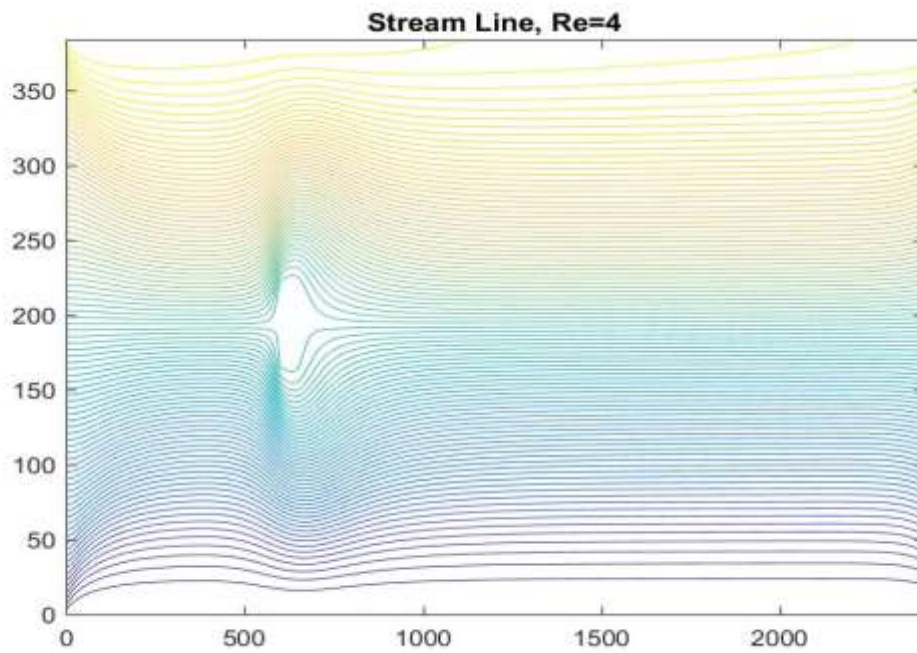
На рис. 2–4 показаны линии функции тока и поля скорости. Из представленных рисунков следует, что с увеличением значения Re наблюдается развитие неустойчивости. Пороговое значение, при котором происходит потеря устойчивости: $Re = 48$. Полученные результаты хорошо согласуются с работами других авторов (см., например, [8]).



a)

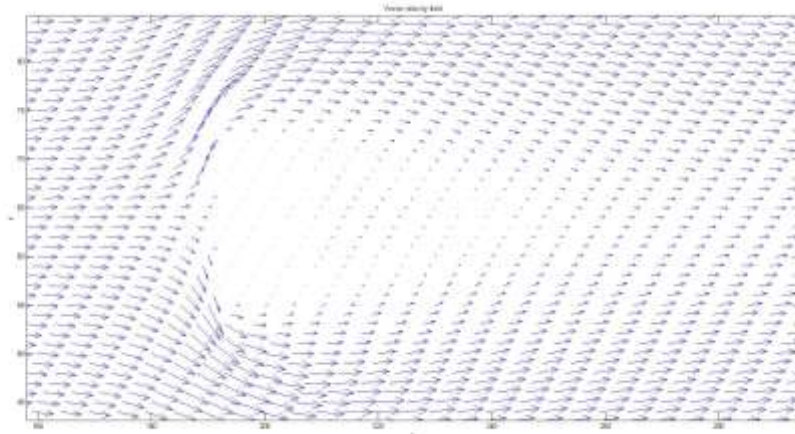


б)

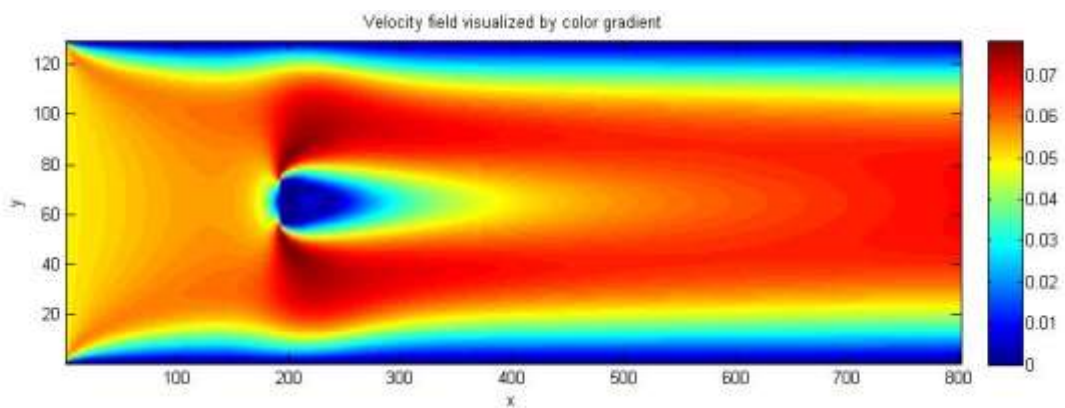


в)

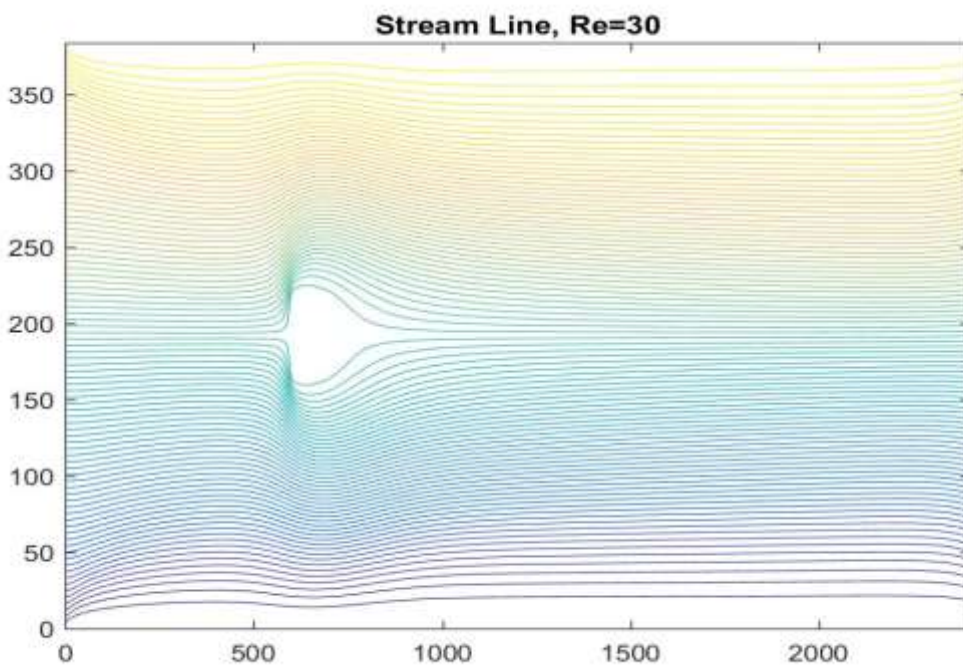
Рис. 2. Векторное поле скорости (а), поле модуля скорости (б) и изолинии функции тока (в) при $Re=4$



a)

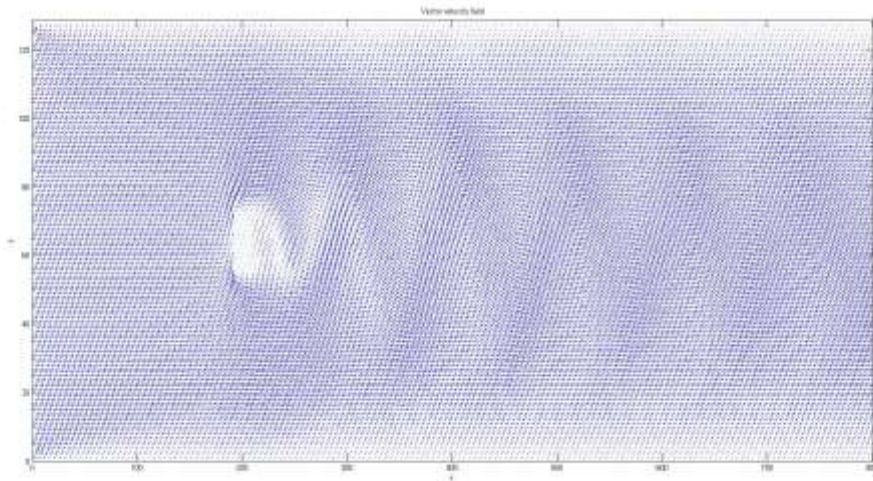


б)

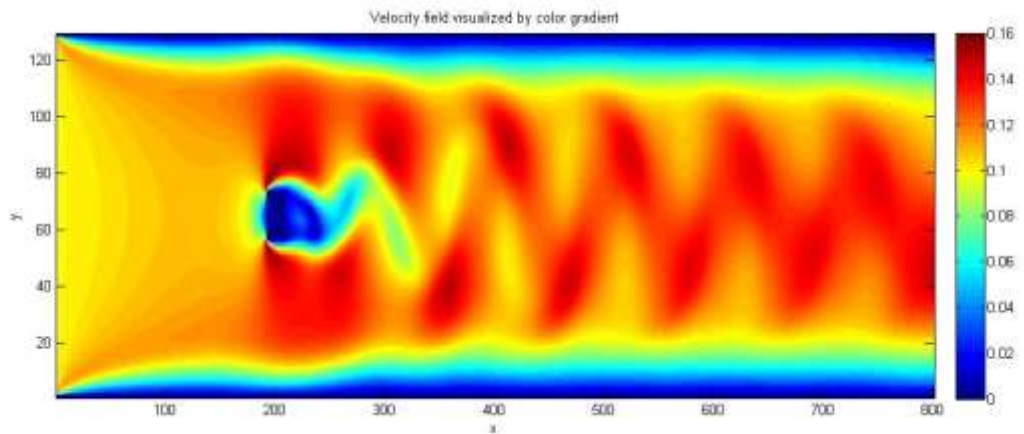


в)

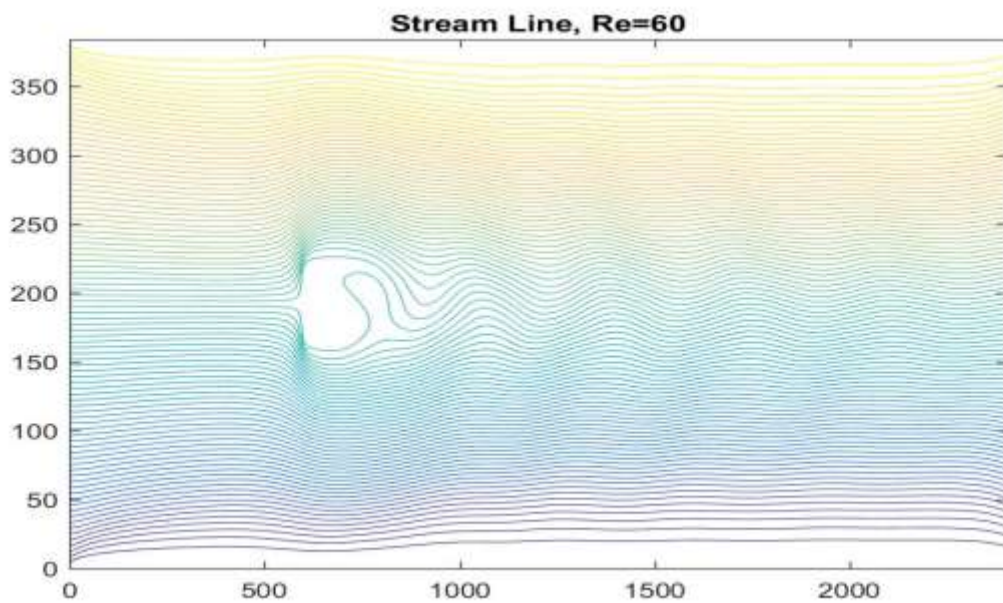
Рис. 3. Векторное поле скорости (а), поле модуля скорости (б) и изолинии функции тока (в) при $Re=30$



a)



б)



в)

Рис. 4. Векторное поле скорости (а), поле модуля скорости (б) и изолинии функции тока (в) при $Re=60$

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
2. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Теоретическая физика. Т.10. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2007. 536 с.
3. *Succi S.* The lattice Boltzmann equation for fluid dynamics and beyond. Clarendon Press Oxford, 2001. 308 p.
4. *Michael C., Sukop D. T., Thorne Jr.* Lattice Boltzmann Modeling. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. 172 p.
5. *Володин И. В.* Моделирование течений методом решеточных уравнений Больцмана // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Физика для Пермского края». Вып. 10. Пермь, 2017. С. 96–99.
6. *Куперштох А. Л.* Моделирование течений с границами раздела фаз жидкость-пар методом решеточных уравнений Больцмана // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Математика, механика и информатика. 2005. Т. 5. № 3. С. 29–42.
7. *Алинеджад Д., Эсфахани Д. А.* Моделирование методом решеточных уравнений Больцмана течения вязкой жидкости и сопряженного теплообмена в прямоугольной полости с нагретой подвижной стенкой // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 5. С. 623–631.
8. *Perumal D. A., Kumar G. V. S., Dass A. K.* Numerical simulation of viscous flow over a square cylinder using lattice Boltzmann method // International Scholarly Research Notices. Mathematical Physics. 2012. Vol. 2012. 630801.

УДЕЛЬНАЯ ПЛОЩАДЬ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИНТЕНСИВНОМ ПОВЕРХНОСТНОМ КИПЕНИИ СИСТЕМЫ ДВУХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

И. М. Газдалиев^a, А. В. Долматова^b, Д. С. Голдобин^{a,b}

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

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

Для системы, состоящей из двух хорошо перемешанных между собой, но не взаимно растворимых жидкостей и испытывающей поверхностное кипение, площадь поверхности контакта в единице объема, или “удельная площадь межфазной поверхности” S_V , является существенной характеристикой состояния системы. В работе представлен подход, который может быть использован для получения теоретической оценки параметра S_V в виде функции от управляющих параметров системы: скорости притока тепла \dot{Q}_V в систему и значения среднего перегрева $\langle \theta \rangle$ системы. Полученные результаты справедливы для случая тонких слоев, когда можно пренебречь гравитационной потенциальной энергией всплывающих пузырьков пара на фоне их энергии поверхностного натяжения.

Ключевые слова: поверхностное кипение; удельная площадь контакта; турбулентный пограничный слой

SPECIFIC INTERFACE AREA IN A SYSTEM OF TWO IMMISCIBLE LIQUIDS EXPERIENCING INTENSE DIRECT CONTACT BOILING

I. M. Gazdaliev^a, A. V. Dolmatova^b, D. S. Goldobin^{a,b}

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

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

For well-stirred multiphase fluid systems the mean interface area per unit volume, or “specific interface area” S_V , is a significant characteristic of the system state. In particular, it is important for the dynamics of systems of immiscible liquids experiencing interfacial boiling. We estimate the value of parameter S_V as a function of the heat influx \dot{Q}_V to the system or the average system overhear $\langle \theta \rangle$ above the interfacial boiling point. The final results are restricted to the case of thin layers, where the potential gravitational energy of bubbles leaving the contact interface is small compared to their surface tension energy.

Keywords: interfacial boiling; specific interface area; turbulent boundary layer

Для хорошо перемешанной многофазной жидкостной системы среднее значение площади контакта жидкостей в единице объема ($S_V \equiv \delta S / \delta V$) является существенной характеристикой, описывающей состояние системы, испытывающей поверхностное кипение. Слой пара на границе раздела двух сред в таких системах может расти при условии, что суммарное давление насыщенных паров обеих компонент будет превышать атмосферное. Это означает, что кипение на границе раздела двух жидкостей может происходить

при условиях, при которых невозможно кипение ни одной из компонент в отдельности [1–4].

В данной работе представлены общие оценки параметра S_V для процесса кипения поверхности контакта в системе двух несмешивающихся жидкостей.

Для статистически стационарного процесса поверхностного кипения в рассматриваемой системе справедливо следующее:

- Приток механической энергии в систему определяется только плавучестью и последующим разрывом образующихся пузырьков.
- Количество выделяющихся пузырьков пара определяется переносом тепла к поверхности, испытывающей кипение: $\dot{Q}_V V \rightarrow (\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)}) \dot{V}_V$, где V — объем системы, \dot{V}_V — объем пара, образующийся в системе в единицу времени, Λ_j — энтальпия парообразования для одной молекулы жидкости j , $n_j^{(0)}$ — давление насыщенных паров жидкости j , $\dot{Q}_V = \delta Q / (\delta V \delta t)$ — приток тепла в единице объема.

Таким образом,

$$\dot{V}_V = \frac{\dot{Q}_V V}{\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)}}. \quad (1)$$

Образующиеся течения жидкости в системе, создаваемые всплывающими пузырьками пара, рассеиваются вязкостью. В статистически стационарном процессе поверхностного кипения:

$$E_{bub} \frac{\dot{V}_V}{V_{bub}} \rightarrow \dot{W}_{visc,k}, \quad (2)$$

где V_{bub} — характерный объем одного пузырька пара.

Вклад механической энергии E_{bub} может быть оценен для случая тонких слоев, для которых можно пренебречь гравитационной энергией всплывающего пузырька на фоне его энергии поверхностного натяжения. Процесс разрыва пузырька на поверхности можно считать адиабатическим: $PV^{c_p/c_v} = const$. Капиллярное давление в пузырьке можно считать малым на фоне атмосферного, что позволяет оценить работу, совершаемую расширяющимся паром: $A_{\delta V} \approx P \delta V$. Для последнего с учетом того, что расширение пара приводит в движение не только окружающую его жидкость, но и газ, следует ввести эмпирический коэффициент ϑ , который определяет эффективность преобразования внутренней энергии сжатого пара в механическую энергию течения жидкости. В общем итоге можно получить:

$$E_{bub} = 4\pi r_{bub}^2 \sigma + \vartheta A_{\delta V} = \frac{3\sigma \vartheta_{\Sigma}}{r_{bub}} V_{bub}, \quad (3)$$

где вводится обозначение: $\vartheta_{\Sigma} = 1 + (2/3)\vartheta(c_v/c_p)$.

Объем пузырька может быть оценен следующим образом:

$$V_{bub} = S_{bub} L_* = 2S_V^{-2} L_* = 4 \left(\frac{6\eta_V}{\rho g} \right)^{1/3} S_V^{-8/3} \left(\frac{\dot{V}_V}{V} \right)^{1/3}. \quad (4)$$

Здесь из [5] была использована оценка для толщины парового слоя $L_* = (48\eta_V/\rho g)^{1/3} S_V^{-2/3} (\dot{V}_V/V)^{1/3}$. Площадь парового слоя перед отрывом, может быть оценена как $S_{bub} \sim H \times (H/\langle \cos\psi \rangle)$, где $H \sim 1/S_V$ — характерная ширина окрестности парового слоя, за которой расположена окрестность другого слоя пара. Осреднение для $\cos\psi$ производится вдоль поверхности парового слоя, η_V — динамическая вязкость пара.

Окончательное выражение для вклада энергии одного пузырька в баланс механической энергии системы E_{bub} :

$$\frac{E_{bub}}{V_{bub}} = 3\sigma\vartheta_\Sigma \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \left(\frac{\rho g}{6\eta_V}\right)^{1/9} S_V^{8/9} \left(\frac{\dot{V}_V}{V}\right)^{-1/9}. \quad (5)$$

В [6] было продемонстрировано, что течение в системе имеет турбулентный характер. Используя теорию пограничного турбулентного слоя [7–9], как и в [6], можно оценить скорость вязкой диссипации кинетической энергии течения жидкости в системе:

$$\frac{\delta W_{visc}}{\delta V} \approx S_V \frac{2\rho u_*^3}{\kappa} \ln \frac{Hu_*}{2\xi_0\nu}, \quad (6)$$

— получить выражение, определяющее вклад в среднюю по пространству кинетическую энергию течения жидкости $W_{liq,k}$:

$$\frac{\delta W_{liq,k}}{\delta V} \approx \frac{\rho u_*^2}{2\kappa^2} \ln^2 \frac{Hu_*}{e\xi_0\nu}, \quad (7)$$

— и выражение для потока тепловой энергии к границе раздела от одной из компонент:

$$q_T \approx \frac{\kappa\rho c_p u_*(\theta)}{\beta \ln \frac{Hu_*}{2\nu}}. \quad (8)$$

Здесь $\kappa \approx 0.4$ и $\xi_0 \approx 0.13$ — эмпирические константы, ν — характерное значение кинематической вязкости, u_* — характерная скорость турбулентных пульсаций.

В термодинамическом равновесии можно полагаться на приближительную оценку, что кинетическая энергия течения имеет тот же порядок величины, что и механическая потенциальная энергия системы (если бы обеим этим энергиям соответствовали квадратичные слагаемые в гамильтониане, равенство было бы точным). Опуская вклад гравитационной потенциальной энергии на фоне энергии поверхностного натяжения, получаем:

$$W_{liq,k} \sim W_{liq,p\sigma}, \quad (9)$$

где $W_{liq,p\sigma} \approx (\sigma_1 + \sigma_2)S_V V$.

На основе (1), (2), (5), (6), (7) и (9), а также с учетом того, что в приток тепла к поверхности контакта в объеме δV , вносит вклад поток q_T с каждой из сторон $2q_T\delta S$, то есть $\dot{Q}_V = 2S_V q_T$, становится возможным получить зависимость S_V как функции от среднего значения перегрева в виде трансцендентного уравнения:

$$S_V = \alpha_{\theta}^{4/5} \langle \theta \rangle^{16/5} \ln^{4/5} \frac{\alpha_{\theta 2} \langle \theta \rangle^4}{S_V^{7/4}}, \quad (10)$$

где соответствующие коэффициенты:

$$\alpha_{\theta 1} \equiv \frac{1}{2\kappa} \left(\frac{3}{4} \vartheta_{\Sigma} \right)^{9/2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho^2 g}{6\eta_V \sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho^2 c_P}{\beta(\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)})} \right)^4 (\rho\sigma)^{-17/4},$$

$$\alpha_{\theta 2} \equiv \frac{1}{2e\xi_0\nu} \left(\frac{3}{4} \vartheta_{\Sigma} \right)^{9/2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho^2 g}{6\eta_V \sigma} \right)^{1/2} \left(\frac{\rho^2 c_P}{\beta(\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)})} \right)^4 (\rho\sigma)^{-17/4}.$$

Решение (10) относительно S_V может быть найдено в форме бесконечной логарифмической дроби:

$$S_V = \alpha_{\theta 1}^{4/5} \langle \theta \rangle^{16/5} F_{7/5, \infty}(\alpha_{\theta} \langle \theta \rangle^{-8/5}), \quad (11)$$

где $\alpha_{\theta} \equiv \alpha_{\theta 2} / \alpha_{\theta 1}^{7/5}$ и

$$F_{\frac{7}{5}, n}(Z) \equiv \underbrace{\ln^{\frac{4}{5}}(Z \ln^{-\frac{7}{5}}(\dots Z \ln^{-\frac{7}{5}}(Z) \dots))}_{(n-1)},$$

для $n = 1, 2, 3, \dots$.

Для случая, когда рассматриваемая система управляется притоком тепла \dot{Q}_V (или скоростью генерации пара \dot{V}_V/V , которая связана с \dot{Q}_V соотношением (1)), на основе все тех же уравнений можно получить трансцендентное уравнение для S_V как функции от скорости притока тепла в систему \dot{Q}_V :

$$S_V = \alpha_{Q1}^{\frac{36}{29}} \dot{Q}_V^{\frac{16}{29}} \ln^{\frac{36}{29}} \left(\alpha_{Q2} \dot{Q}_V^{\frac{4}{9}} S_V^{-\frac{47}{36}} \right), \quad (12)$$

где введены соответствующие коэффициенты:

$$\alpha_{Q1} \equiv \frac{\sqrt{\rho\sigma}}{2\kappa} \left(\frac{3\vartheta_{\Sigma}}{4(\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)})} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} \left(\frac{\rho g}{6\eta_V} \right)^{1/18} (\rho\sigma)^{-1/4},$$

$$\alpha_{Q2} \equiv \frac{1}{2e\xi_0\nu} \left(\frac{3\vartheta_{\Sigma}}{4(\Lambda_1 n_1^{(0)} + \Lambda_2 n_2^{(0)})} \right)^{1/2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/6} \left(\frac{\rho g}{6\eta_V} \right)^{1/18} (\rho\sigma)^{-1/4}.$$

Решение трансцендентного уравнения (12) может быть найдено в форме бесконечной логарифмической дроби:

$$S_V = \alpha_{Q1}^{\frac{36}{29}} \dot{Q}_V^{\frac{16}{29}} F_{\frac{47}{29}, \infty} \left(\alpha_Q \dot{Q}_V^{-\frac{8}{29}} \right), \quad (13)$$

где $\alpha \equiv \alpha_{Q2} / \alpha_{Q1}^{47/29}$ и

$$F_{\frac{47}{29}, n}(Z) \equiv \underbrace{\ln^{\frac{36}{29}}(Z \ln^{-\frac{47}{29}}(\dots Z \ln^{-\frac{47}{29}}(Z) \dots))}_{(n-1)},$$

для $n = 1, 2, 3, \dots$. Функции $F_{47/29,n}(Z)$ и $F_{7/5,n}(Z)$ демонстрируют быструю сходимость относительно числа итераций n при больших значениях аргумента Z .

Заключение. Для системы двух несмешивающихся жидкостей, испытывающей поверхностное кипение, проведена оценка среднего значения удельной площади межфазной поверхности $S_V \equiv (\delta S / \delta V)$ как функции от макроскопических характеристик состояния системы:

- среднего перегрева системы $\langle \theta \rangle$ (Ур. (10)),
- притока тепла в систему \dot{Q}_V (Ур. (13)),
- скорости генерации пара в единице объема \dot{V}_V / V (Ур. (13) и Ур. (1)).

Результаты представлены в форме цепных логарифмов-дробей, обладающих свойствами медленной сходимости даже для значений аргумента порядка $10^2 - 10^3$.

Список литературы

1. *Krell E.* Handbook of Laboratory Distillation. 2nd ed. Elsevier, 1982. 525 p.
2. *Geankoplis C. J.* Transport Processes and Separation Process Principles. 4th ed. Prentice Hall, 2003. 1056 p.
3. *Simpson H. C., Beggs G. C., Nazir M.* Evaporation of butane drops in brine // Desalination. 1974. Vol. 15. P. 11–23.
4. *Gordon K. F., Singh T., Weissman E. Y.* Boiling heat transfer between immiscible liquids // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1961. Vol. 3. P. 90–93.
5. *Пименова А. В., Голдобин Д. С.* Кипение на границе двух несмешивающихся жидкостей ниже температуры объемного кипения каждой из компонент // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2014. Т. 146. № 7. С. 105–115.
6. *Голдобин Д. С., Долматова А. В., Газдалиев И. М.* Удельная площадь межфазной поверхности при интенсивном поверхностном кипении системы двух несмешивающихся жидкостей // Вестник Пермского университета. Физика. 2017. № 3 (37). С. 5–15.
7. *Von Karman Th.* Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz // Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Fachgruppe 1 (Mathematik). 1930. Vol. 5. P. 58–76.
8. *Prandtl L.* Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung // Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure. 1933. Vol. 77. P. 105–114.
9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПАКЕТА OPENFOAM ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

О. В. Галицын^a, А. А. Алабужев^{a,b}

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

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

Вычислительный пакет OpenFOAM – открытая интегрируемая платформа для численного моделирования задач механики сплошных сред, в первую очередь, гидродинамики. В данной работе демонстрируется пример использования OpenFOAM для моделирования волн на поверхности жидкости.

Ключевые слова: гравитационно-капиллярные волны; поверхность раздела; OpenFOAM

REQUIREMENTS FOR PREPARATION OF CONFERENCE MATERIALS

O. V. Galitsyn^a, A. A. Alabuzhev^{a,b}

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

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

Computing package OpenFOAM is an open, integrated platform for numerical simulation of the problems of continuum mechanics, primarily hydrodynamics. In this paper an example of the use of OpenFOAM for modeling waves on an interface is given.

Keywords: gravity-capillary waves; interface; OpenFOAM

В настоящее время довольно много вычислительных пакетов для решения задач для разных областей физики. При решении гидродинамических проблем в большинстве случаев используются два универсальных набора программ: OpenFOAM и ANSYS CFX.

OpenFOAM – открытая платформа для численного моделирования задач механики сплошных сред, в первую очередь, гидродинамических. OpenFOAM представляет собой набор из примерно 250 приложений, построенных на базе более 100 программных библиотек (модулей) [1]. Эффективная и гибкая реализация сложных физических моделей достигается путем подражания формам уравнений с частными производными в программном обеспечении. OpenFOAM предоставляет конечную дискретизацию объема и элемента в форме оператора с поддержкой полиэдрической сетки. Также в вычислительном пакете присутствует инструментарий для массовых параллельных вычислений.

Одним из достоинств OpenFOAM по сравнению с ANSYS CFX является открытый исходный код. В первую очередь это позволяет писать собственные библиотеки и модули, что помогает лучше разобраться в гидродинамике и в численных методах. В дальнейшем, с этим опытом можно будет разобраться с любым другим вычислительным пакетом по гидродинамике.

С другой стороны, разобравшись с подобной программой и поняв её структуру, можно будет самому написать аналогичную платформу для собственных нужд. Также из-за того, что OpenFOAM написан на языке программирования C++, то, изучая такой вычислительный пакет, повышается понимание этого языка. Еще одним преимуществом OpenFOAM является возможность конвертировать задачи из других программ (например, из ANSYS CFX) путем преобразования формата. Стоит учесть, что в настоящий момент не существует детального руководства по использованию этого вычислительного пакета, а поддержка по созданию задач со стороны является коммерческой в виде платных курсов.

На первом этапе необходимо определиться с методом решения. Гидродинамические задачи делятся на несколько категорий в зависимости от используемых физических модулей и численных методов. OpenFOAM располагает большим количеством сборок шаблонов под определенную задачу. Шаблон включает в себя и метод решения задачи, и используемые параметры. К тому же для всех шаблонов имеются тестовые задачи для демонстрации работы OpenFOAM. Следует учесть, что уравнения пишутся в исполняемом файле только в простых задачах. Для сложных задач создается отдельная библиотека. Отметим, что все используемые числовые параметры (константы, коэффициенты и т.д.) записываются в отдельный файл в единицах измерения СИ. На втором этапе создается вычислительная сетка, которая также определяется отдельным текстовым файлом. Создание и редактирование сетки возможно либо в текстовом редакторе, либо во внешнем графическом. Граничные и начальные условия для каждого поля величины уточняются в файле с названием величины. Если величин несколько, то создаются файлы для каждой из них. В этом файле уточняются как внутренние значения поля, так и значения поля на границе сетки. Запуск вычисления задачи выполняется в командной строке, предварительно зайдя в корневую директорию текущей задачи. При успешной компиляции в корне задачи создаются директории для каждого момента времени.

В данной работе рассматривается распространение гравитационно-капиллярной волны по поверхности жидкости конечной глубины [2]. Шаблоном выбран `interFoam`, в котором расписана система уравнений, включающая уравнение Навье-Стокса в поле тяжести для несжимаемой жидкости и уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v}\nabla)\vec{v} - \frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\Delta\vec{v} + \vec{g},$$

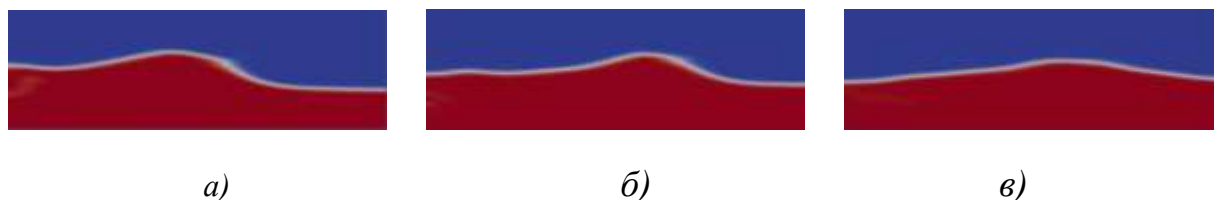
$$\text{div}\vec{v} = 0,$$

где \vec{v} – скорость жидкости, p – давление, ρ – плотность, ν – коэффициент кинематической вязкости, \vec{g} – гравитационное ускорение.

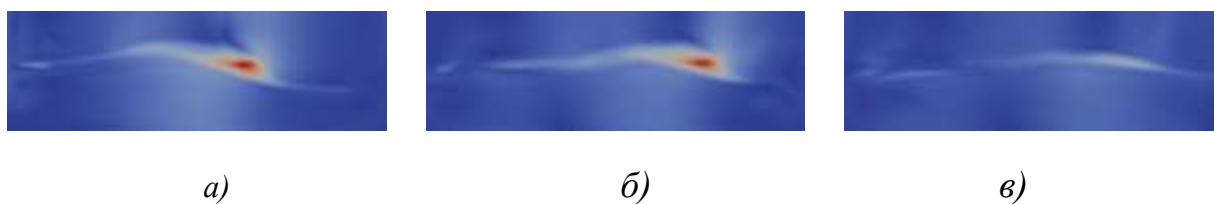
В используемом шаблоне приведенная система уравнений расписана составным способом, так как переменной величиной является не только

скорость, но и давление. Также в этом примере используется специальный флаг alpha для разграничения области на две среды. Выбрана слоистая модель течения, а для вычисления времени используется метод adjustableRunTime.

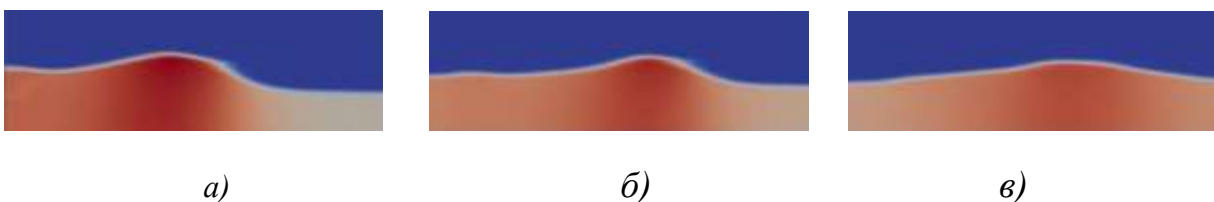
На рис. 1–3 показаны форма поверхности (рис.1) и поля скорости (рис. 2) и давления (рис. 3) через одинаковые промежутки времени.



*Рис. 1. Форма поверхности жидкости:
а) $t = 1,5$ с; б) $t = 3$ с; в) $t = 4,5$ с*



*Рис. 2. Поле скорости:
а) $t = 1,5$ с; б) $t = 3$ с; в) $t = 4,5$ с*



*Рис. 3. Поле давления:
а) $t = 1,5$ с; б) $t = 3$ с; в) $t = 4,5$ с*

Список литературы

1. Greenshields C. J. OpenFOAM user guide. OpenFOAM Foundation Ltd, 2015. 237 p.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.

ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ КАПЛИ, ЗАЖАТОЙ МЕЖДУ НЕОДНОРОДНЫМИ ПОДЛОЖКАМИ, В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М. А. Кашина

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

В данной работе исследуются вынужденные колебания капли жидкости, вызванные действием переменного электрического поля. Капля окружена другой жидкостью и в равновесном состоянии имеет форму цилиндра, который ограничен в осевом направлении двумя параллельными твердыми поверхностями. Равновесный краевой угол между боковой поверхностью капли и твердой пластиной – прямой. Рассматривается случай пространственно-неоднородных поверхностей пластин – параметр Хокинга является периодической функцией координат. Электрическое поле создает внешнюю периодическую силу, которая действует на линию контакта трех диэлектрических сред: капля-жидкость-твердая пластина. Скорость движения этой линии пропорциональна сумме отклонения краевого угла от равновесного значения и скорости релаксационных процессов, частота которых равна удвоенной частоте электрического поля. Получены данные об отклонении поверхности в зависимости от параметра Хокинга и геометрического параметра.

Ключевые слова: цилиндрическая капля; контактная линия; вынужденные колебания

INFLUENCE OF A SUBSTRATE SURFACE HETEROGENEITY ON OSCILLATIONS OF A SANDWICHED DROP UNDER AN ALTERNATING ELECTRIC FIELD

M. A. Kashina

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

Forced oscillations of a drop of liquid under the action of an alternating electric field have been investigated in this work. In the equilibrium state the drop has the cylindrical form, which is bounded in the axial direction by two parallel solid surfaces. The equilibrium contact angle between the side surface of the drop and the solid plate is right. The electric field creates an external periodic force, which acts on the contact line of three dielectric media: a drop - a liquid – a solid plate. We consider a spatially inhomogeneous of the surface: the Hocking parameter is a function of the coordinates in this case. The velocity of the contact line is proportional to the deviation of the contact angle and the speed of the fast relaxation processes, which frequencies are proportional to twice frequency of the electric field. Data about deviation of the surface was obtained in dependence on the Hocking parameter and the geometric parameter.

Keywords: contact line; forced oscillations; cylindrical drop

В настоящее время изучению поведения движения и устойчивости капли жидкости в электрическом поле уделяется много внимания [1–4]. Одним из важных факторов, влияющих на поведение капли и способы управления, является электросмачивание (electrowetting, EW) – влияние электрического поля на смачивание каплей твердой подложки [4]. Толчком к бурному развитию этой тематики послужило использование диэлектрических прокладок на проводящей поверхности (electrowetting-on-dielectric, EWOD) [4, 5]. Однако условие Юнга-Липмана, которое используется в большинстве работ, плохо описывает отклонение краевого угла в сравнении с экспериментальными данными. Авторами данной работы было предложено другое граничное условие [6, 7], использование которого показывает хорошее согласие с экспериментом.

Постановка задачи в целом повторяет работы [8, 9]. Исследуются вынужденные колебания капли несжимаемой жидкости с плотностью ρ_i^* , окруженной другой жидкостью плотности ρ_e^* . Вся система ограничена двумя параллельными твердыми поверхностями (рис. 1), расстояние между которыми равно h^* . Сосуд замкнут на бесконечности. В равновесии капля имеет форму круглого цилиндра радиусом R_0^* ; равновесный краевой угол между боковой поверхностью капли и твердой поверхностью прямой. На систему действует переменное однородное электрическое поле с амплитудой A^* и частотой ω^* . Это поле играет роль внешней силы, которая заставляет двигаться контактную линию. В цилиндрической системе координат (ось z совпадает с осью симметрии сосуда), боковую поверхность капли можно описать функцией $r^* = R_0^* + \zeta^*(z^*, \alpha, t^*)$, где $\zeta^*(z^*, \alpha, t^*)$ – функция, описывающая отклонение боковой поверхности капли от равновесного положения.

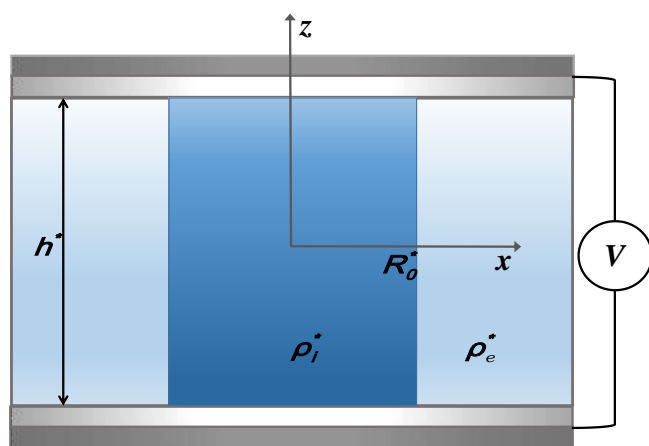


Рис. 1. Геометрия задачи

Движение линии контакта описывается граничным условием [6] (в главном порядке разложения по малой амплитуде вибраций):

$$z = \mp 1/2, r = 1: \quad \zeta_t = \pm \Lambda(\alpha)(\zeta_z + A \cos 2\omega t), \quad (1)$$

где $z = z^*/h^*$, $r = r^*/R_0^*$, $\zeta = \zeta^*/A^*$, $\Lambda = \Lambda^* b \sqrt{(\rho_e^* + \rho_i^*) R_0^*/\sigma^*}$, $b = R_0^*/h^*$,

Λ^* – параметр Хокинга, σ^* – коэффициент поверхностного натяжения.

Однородные пластины были рассмотрены в работе [6]. В качестве примера влияния неоднородности поверхности пластин, рассмотрим

функцию $\Lambda(\alpha) = \lambda|\cos \alpha|$ в условии (1). Решение задачи представлялось в виде ряда по собственным функциям оператора Лапласа. Данные функции возбуждают только чётные азимутальные моды. Таким образом, из-за неоднородности поверхностей энергия из осесимметричной азимутальной моды передаётся в другие моды колебаний.

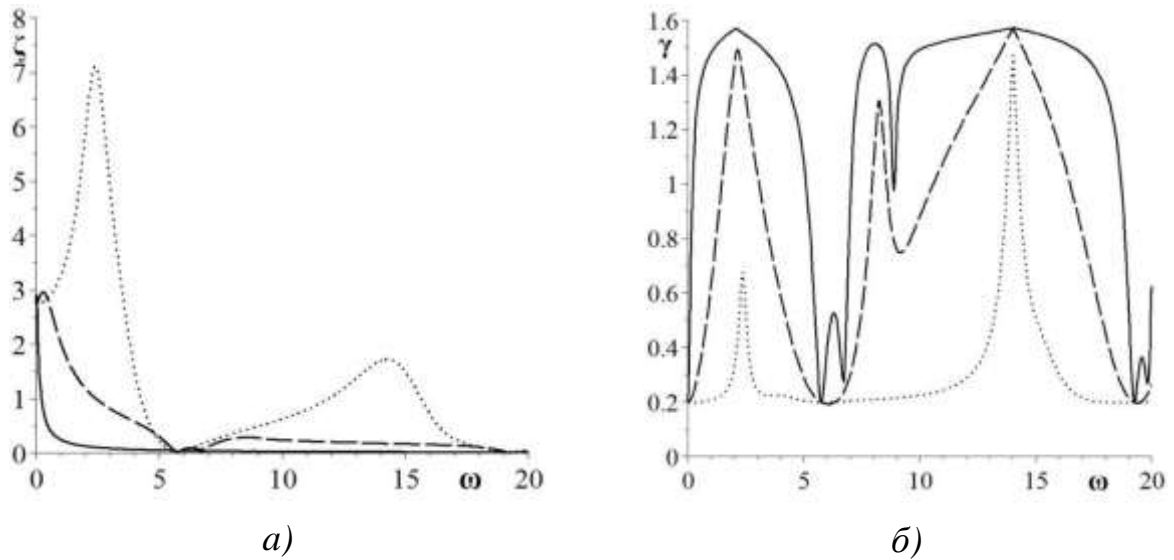


Рис. 2. Зависимость максимального отклонения боковой поверхности (а) и краевого угла (б) от частоты ω для трех разных значений λ ($b=1.0, A=20.0, \rho_i=0.7, \Lambda(\alpha) = \lambda|\cos \alpha|$).
 $\lambda=0.1$ – сплошная линия, $\lambda=1.0$ – штриховая, $\lambda=10.0$ – пунктирная

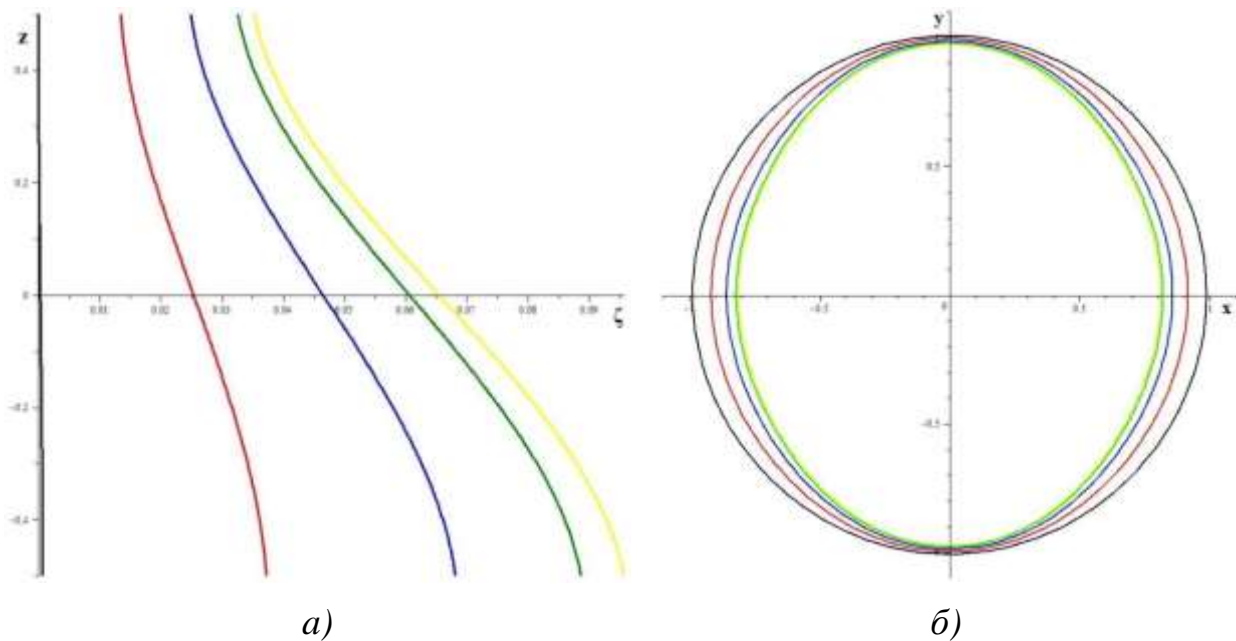


Рис. 3. Форма боковой поверхности (а) и линии контакта (б) в долях периода T ($\omega = 2.55, T = \pi/\omega, \Lambda(\alpha) = \lambda|\cos \alpha|, \lambda=1.0$): $t=0$, $t=T/16$, $t=T/8$, $t=3T/16$, $t=T/4$

На (рис. 2а) представлена зависимость максимального отклонения линии контакта от частоты ω для трех разных значений параметра Хокинга λ . Имеются резонансные пики, каждый из которых соответствует своей частоте. При малых λ резонансных пиков нет, т.к. контактная линия сильно взаимодействует с подложкой. С увеличением параметра Хокинга величина резонансной амплитуды растет, т.к. взаимодействие уменьшается.

Существуют также «антирезонансные» частоты – это такие частоты, при которых линия контакта неподвижна, но колебания все равно совершаются за счет изменения внешнего краевого угла капли (рис. 2б), угол между подложкой и боковой поверхностью.

На (рис. 3а) представлена эволюция формы боковой поверхности при $\alpha = 0$ и контактной линии капли на верхней пластине $z = 0.5$ за четверть периода колебаний. Капля вытягивается вдоль направления пространственной неоднородности пластин (рис. 3б). Форма боковой поверхности показана при внешней частоте вблизи первой пространственной моды.

Список литературы

1. *Melcher J. R., Taylor G. I.* Electrohydrodynamics: A Review of the Role of Interfacial Shear Stresses // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 1969. Vol. 1. P. 111-146.
2. *Pelekasis N. A., Economou K., Tsamopoulos J. A.* Linear oscillations and stability of a liquid bridge in an axial electric field // *Physics of Fluids*. 2001. Vol. 13. P. 3564-3581.
3. *Шутов А.А.* Форма капли в постоянном электрическом поле // *Журнал технической физики*. 2002. Т. 72. №12. С. 15-22.
4. *Mugele F., Baret J.-C.* Electrowetting: from basics to applications // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2005. Vol. 17. P. 705-774.
5. *Berge B.* Electrocapillarity and wetting of insulator films by water // *Comptes rendus de l'Académie des sciences. Série II*. 1993. Vol. 317. P. 157–163.
6. *Alabuzhev A. A., Kashina M. A.* The oscillations of cylindrical drop under the influence of a nonuniform alternating electric field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. Vol. 681. 012042.
7. *Alabuzhev A. A., Kashina M. A.* The dynamics of hemispherical drop under the influence of a alternating electric field // *Journal of Physics: Conference Series*. 2017. Vol. 894. 012003.
8. *Кашина М. А.* Влияние неоднородности поверхности подложки на колебания цилиндрической капли в переменном электрическом поле // *Материалы международного симпозиума «Неравновесные процессы в сплошных средах»*. Т. 1. Пермь, 2017. С. 223-225.
9. *Alabuzhev A. A., Kashina M. 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.

ДВУМЕРНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ЗАМКНУТОЙ ОБЛАСТИ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ПРИ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПРОКАЧКЕ С УЧЕТОМ ЗАКУПОРКИ

Н. П. Пьянников^a, Б. С. Марышев^{a,b}

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

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

Рассматривается фильтрация смеси прокачиваемой в горизонтальном направлении через прямоугольную область пористой среды. На боковых стенках области задается перепад давления, определяющий фильтрационный поток, верхняя и нижняя стенки считаются непроницаемыми. Так же учтено, что перенос любой нерастворимой примеси в пористой среде сопровождается процессом ее осаждения на стенки пор – иммобилизацией. Иммобилизация замедляет перенос, изымая часть примеси из потока. Осажденная примесь занимает часть объема пор, тем самым уменьшая пористость и проницаемость среды, что приводит к частичной или полной закупорке среды. Исследовано распространение тяжелой примеси в гравитационном поле, показано, что при достаточной концентрации и малой скорости покачивания наблюдается конвективное течение в виде вихря, перемешивающее примесь, что влечет за собой существенное увеличение времени работы такого фильтрующего элемента. Исследованы условия возникновения вихря и время его жизни в зависимости от параметров системы.

Ключевые слова: конвекция; закупорка; фильтрация

TWO-DIMENSIONAL CONVECTION IN THE CLOSED POROUS DOMAIN WITH HORIZONTAL SEEPAGE AND CLOGGING

N. P. Pyannikov^a, B. S. Maryshev^{a,b}

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

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

The filtration of a mixture which horizontally pumped through a rectangular region of a porous medium is considered. On the side walls of the domain a pressure drop is defined, which determines the filtration flow, the upper and lower boundaries are assumed to be impermeable. It is also taken into account that the transfer of any insoluble solute in a porous medium is accompanied by the process of its deposition onto the walls by immobilization (sorption effects). Immobilization slows down the transport, removing a portion of the solute from the stream. The adsorbed part of solute takes up part of the pore volume, thereby reducing the porosity and permeability of the medium, which results in partial or complete blockage of the medium. The propagation of a heavy solute in a gravitational field is investigated; it is shown that, at a sufficient concentration and a slow speed of filtration flux, the convective flow in the form of a vortex is observed. The existence of vortex leads to the additional mixing effect and entails a substantial increase in the operating time of this filter element. The conditions for the appearance of a vortex and its lifetime are investigated. The dependences of vortex properties on the parameters of the system are plotted.

Keywords: convection; clogging; filtration

Постановка задачи

Рассматривается задача о фильтрации смеси состоящей из твердых частиц и несущей жидкости через пористый фильтр, представляющий собой прямоугольную область. На боковых границах задан перепад давления ($\Delta P = P_1 - P_2$), что обеспечивает прокачку в горизонтальном направлении. На левой границе задана концентрация частиц (C_0), а на правой отсутствие диффузионного потока ($\partial c_m / \partial x$). Верхняя и нижняя границы считаются непроницаемыми. Конфигурация задачи представлена на рис. 1.

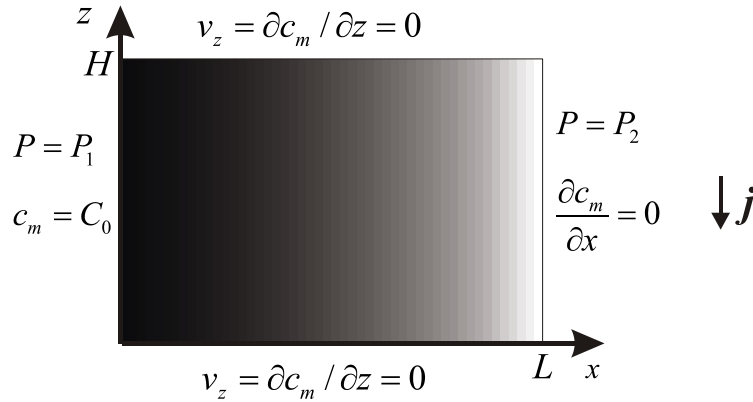


Рис. 1. Конфигурация задачи

Концентрационная конвекция в пористой среде с учетом закупорки может быть описана следующей системой уравнений.

$$\frac{\partial}{\partial t}(c_m + c_{im}) = -\frac{\mathbf{V}}{\phi} \nabla c_m + D \Delta(c_m),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} c_{im} = \alpha (c_m (Q_0 - c_{im}) - K_d c_{im}),$$

$$\mathbf{V} = -\frac{\kappa(\phi)}{\eta} (\nabla P + \rho_0 \beta_c c_m \mathbf{g} \mathbf{j}), \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{V} = 0,$$

$$\kappa(\phi) = \kappa_0 \phi^3 / (1 - \phi)^2,$$

$$\phi = \phi_0 - c_{im}.$$

Уравнения (1) учитывают оседания примеси на твердый скелет среды в рамках МИМ (mobile-immobile media) подхода [1, 2]. Первое уравнение описывает диффузионный перенос в присутствии потока смеси. В рамках МИМ подхода объемная концентрация примеси $c = c_m + c_{im}$, делится на две фазы мобильная (c_m) и немобильная (c_{im}), транспорт примеси обеспечивается мо-

бильной фазой (частицами движущимися в фильтрационном потоке), здесь V – скорость фильтрации, D – эффективный коэффициент диффузии, ϕ – пористость среды. Второе уравнение описывает кинетику перехода примеси между фазами, переходя в немобильную фазу частица примеси перестает двигаться (к примеру, прилипает к твердому скелету среды). Интенсивность перехода в немобильную фазу (адсорбция) пропорциональна концентрации частиц в мобильной фазе (c_m), но место на стенках пор ограничено, потому вводится концентрация насыщения немобильной фазы (Q_0) – максимально возможная концентрация примеси в немобильной фазе [3]. Интенсивность обратного перехода пропорциональна концентрации в немобильной фазе (c_{im}), здесь α, K_d – коэффициенты переноса и распределения примеси между фазами. Третье уравнение выражает собой закон Дарси в присутствии подъемной силы (силы Архимеда) [4], здесь $\kappa(\phi)$ – проницаемость пористой среды, η – коэффициент динамической вязкости жидкости, ρ_0 – плотность несущей жидкости, P – давление, β_c – коэффициент концентрационного расширения, g – ускорение свободного падения, \mathbf{j} – единичный вектор, направленный вертикально вниз. Четвертое уравнение выражает условие несжимаемости. Пятое уравнение – зависимость проницаемости (гидродинамического сопротивления пор) от пористости в рамках модели Козени-Кармана [5]. Последнее уравнение выражает уменьшение объема пор при оседании в них примеси на объемную концентрацию осевшей примеси. Здесь ϕ_0, κ_0 – пористость и проницаемость чистой среды.

В качестве единиц измерения следующие масштабы для длины, времени, скорости, давления, концентрации

$$[L] = L, [t] = \frac{L^2}{D}, [V] = \frac{D}{L}, [P] = P_1 - P_2, [c_m, c_{im}] = C_0. \quad (2)$$

Тогда уравнения принимают следующую безразмерную форму в терминах функции тока скорости фильтрации:

$$\begin{aligned} \partial_t (c_m + c_{im}) &= -\partial_z \psi \cdot \partial_x c_m + \partial_x \psi \cdot \partial_z c_m + \partial_x^2 c_m + \partial_z^2 c_m, \\ \partial_t c_{im} &= a c_m (Q - c_{im}) - b c_{im}, \\ \partial_x^2 \psi + \partial_z^2 \psi &= R p \kappa(\phi) (\partial_z c_m - \partial_x c_m) + \frac{\kappa'(\phi)}{\kappa(\phi)} (\partial_z \psi \cdot \partial_z \phi + \partial_x \psi \cdot \partial_x \phi), \quad (3) \\ \kappa(\phi) &= \frac{\phi^3}{(1-\phi)^2}, \quad \kappa'(\phi) = \frac{\phi^2(3-\phi^2)}{(1-\phi^2)^2}, \quad \phi = \phi_0 - C_0 c_{im}. \end{aligned}$$

где присутствуют следующие безразмерные параметры: $a = \alpha C_0 L^2 / D$, $b = \alpha K_d L^2 / D$ – безразмерные коэффициенты адсорбции и десорбции соот-

ответственно, $Pe = \kappa_0 (P_1 - P_2) / \eta D$ – число Пекле, $Rp = C_0 g L \kappa_0 \rho \beta_c / (D \eta \phi_0)$ – число Релея-Дарси. $Q = Q_0 / C_0$ – безразмерная концентрация насыщения немобильной фазы, $d = H / L$ – геометрический параметр, отношение высоты к длине области. Система (3) решалась численно совместно с граничными условиями:

$$\begin{aligned} c_m|_{x=0} = 1, \partial_x c_m|_{x=1} = \partial_z c_m|_{z=0} = \partial_z c_m|_{z=d} = 0, \\ P|_{x=0} = 1, P|_{x=1} = 0, \partial_z \psi|_{z=0} = \partial_z \psi|_{z=d} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Результаты

При прокачке примеси через прямоугольный фильтр обнаружено два возможных режима фильтрации. Первый режим можно условно назвать напорным. Ему соответствует следующий сценарий: практически плоский диффузионный фронт проходит внутри полости (рис 2 слева), после чего концентрация внутри полости становится равной концентрации на входе и фильтр, по сути, перестает функционировать. В этом режиме небольшое искривление фронта, обусловленное полем тяжести, практически не влияет на структуру течения. Поскольку характерные значения числа Пекле для более-менее реалистичных систем составляют десятки, сотни и даже тысячи, то основной вклад в перенос примеси в таком режиме оказывает заданный градиент давления, а скорость продвижения фронта близка к числу Пекле (рис 3 слева). Такой режим наблюдается при малых значениях числа Релея-Дарси (когда влияние гравитации мало).

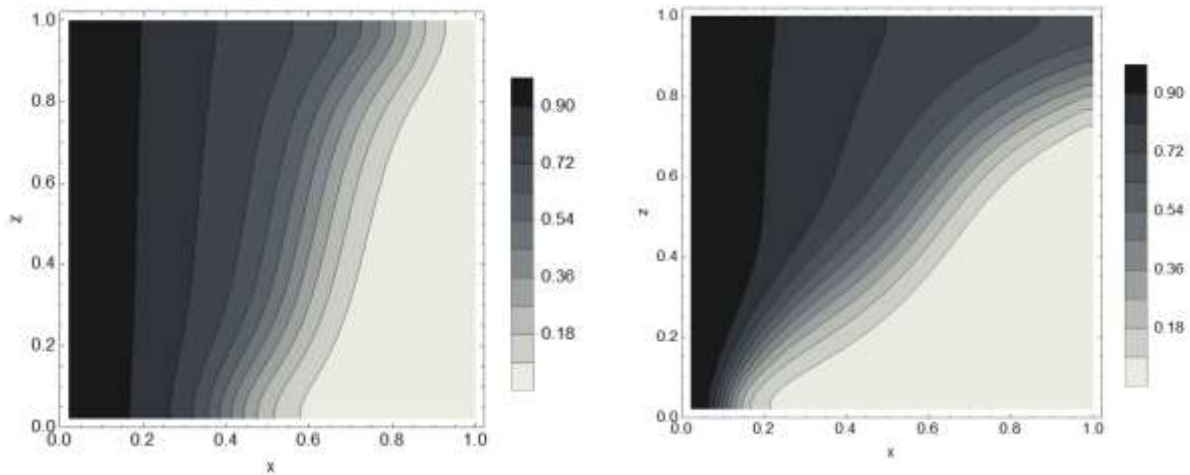


Рис. 2. Распределение концентрации во всей рассматриваемой области для случая без вихря, $Rp=10$, $t=0.05$ (слева) и в присутствии вихря, $Rp=30$, $t=0.05$ (справа); $Pe=100$

Другой режим фильтрации можно условно назвать конвективным, он характеризуется значительным искривлением диффузионного фронта, и наличием конвективного вихря в структуре течения. Однако, по прошествии

времени концентрация все равно выравнивается и фильтр перестает работать. Возникновение вихря происходит следующим образом, из-за гравитационного распределения в начале процесса примесь скапливается в нижней части области вблизи входа (вблизи левого нижнего угла) (рис 2 справа). Скопление примеси приводит к частичной закупорке, что обеспечивает вынос примеси в верхнюю часть полости и интенсифицирует течение. Такая конфигурация течения создает вертикальный перепад примеси в полости, то есть условия для гравитационной конвекции, что приводит к появлению вихря (рис.3 слева), который обеспечивает дополнительное перемешивание и вынос примеси в верхнюю часть области. Для упрощения анализа задачи значения остальных шести параметров в данной работе зафиксированы. Так, геометрический параметр $d = 1$, то есть область квадратная для упрощения расчета. Коэффициенты адсорбции и десорбции a и b выбраны как $a = 15, b = 19$ из соображений наблюдаемости эффекта, подробнее выбор их значений будет обсужден ниже. Значение концентрации примеси на входе выбрано $C_0 = 0.2$, это значение не мало, то есть позволяет проявиться нелинейным эффектам модели иммобилизации (по оценкам [6] линейная модель применима вплоть до $C_0 = 0.1$), но в то же время оно не способно обеспечить полную закупорку поры (то есть обращение проницаемости в ноль, что не учитывается используемой моделью). Предельное значение концентрации примеси в немобильной фазе выбрано $Q = 5$, что в совокупности с $C_0 = 0.2$, дает полную закупорку поры, только в пределе нулевого коэффициента адсорбции. Значение пористости $\phi = 3$, соответствует характерным значениям для водоносных слоев и большинства наполнителей фильтрующих элементов.

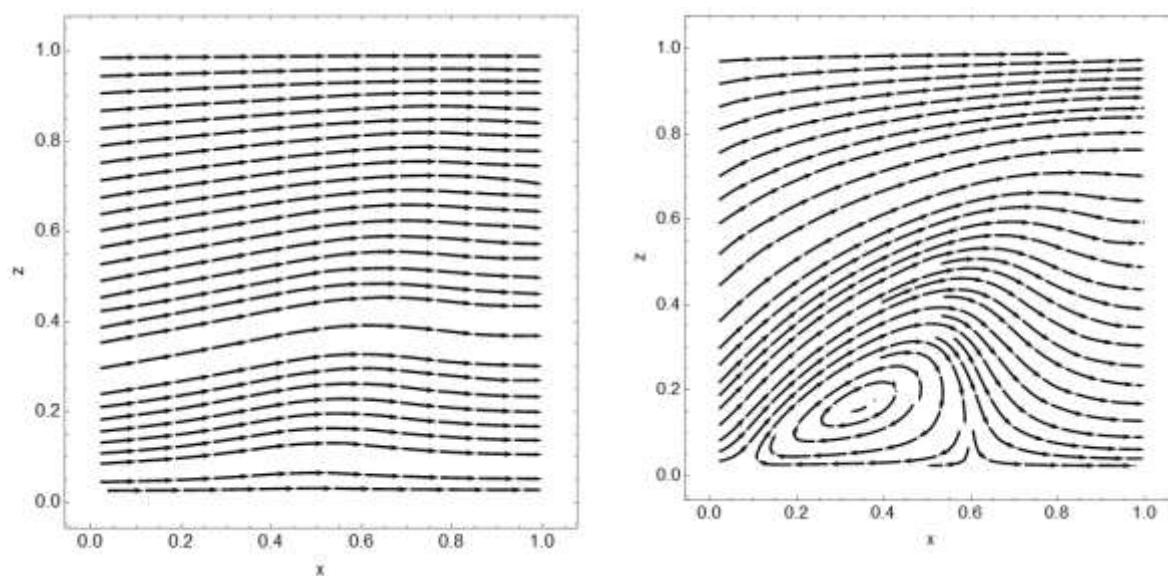


Рис. 3. Поле функции тока для случая отсутствия конвективного вихря, $Rp = 10, t = 0.05$ (слева) и в присутствии вихря, $Rp = 30, t = 0.05$ (справа); $Pe = 100$

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. P. 49–52.
2. *Van Genuchten M. Th., Wierenga P. J.* Mass transfer studies in sorbing porous media I. Analytical solutions // *Soil Science Society of America Journal*. 1976. Vol. 40. P. 473-480.
3. *Selim H. M., Amacher M. C.* Reactivity and Transport of Heavy Metals in Soils. Boca Raton: CRC, 1997. 240 p.
4. *Nield D. A., Bejan A.* Convection in Porous Media. New York: Springer, 2006. 654 p.
5. *Kozeny J.* Ueber kapillare Leitung des Wassers im Boden // *Sitzungsber Akad. Wiss.* 1927. Vol. 136. P. 271-306.
6. *Gerstl Z., Chen Y., Mingelgrin U., Yaron B.* Toxic organic chemicals in porous media. New York: Springer, 1989. 343 p.

СТРАТИФИКАЦИЯ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

А. Ф. Глухов, И. М. Гордеев, А. С. Сидоров
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Проведено экспериментальное исследование концентрационного расслоения изотермической магнитной жидкости в гравитационном поле. С помощью индукционного датчика показано изменение концентрации магнетитовых частиц и агрегатов магнитной наножидкости в нижней части замкнутой полости на 14 процентов за 300 часов эксперимента.

Ключевые слова: стратификация; седиментация; концентрация; магнитная жидкость

STRATIFICATION OF MAGNETIC FLUID IN A GRAVITATIONAL FIELD

A. F. Glukhov, I. M. Gordeev, A. S. Sidorov
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

An experimental investigation of the concentration stratification of an isothermal magnetic fluid in a gravitational field is studied. A change in the concentration of magnetite particles and aggregates of a magnetic fluid was registered at 14 percent for 300 hours of the experiment. Measurements were made using an induction sensor.

Keywords: stratification; sedimentation; concentration; magnetic fluid

При экспериментальном исследовании конвективных задач с магнитной жидкостью наблюдаются «сложные» режимы течений [1–4], обусловленные генерацией концентрационных неоднородностей плотности жидкости за счет седиментации, термофореза или магнитофореза и их взаимодействие со слабой конвекцией. Для количественной оценки вклада каждого из перечисленных механизмов на конвективные движения важно знать коэффициенты переноса частиц и агрегатов в магнитных жидкостях. Для изучения роли седиментации в работе использовался экспериментальный метод измерения концентрации магнитных частиц в жидкости индукционным датчиком [5].

В экспериментах использовалась измерительная ячейка толщиной $d = 4.0$ мм и размерами сторон 100 мм и 30 мм. Полость с магнитной жидкостью ограничивалась с обеих сторон алюминиевыми пластинами толщиной 2 мм. С узких боковых сторон полость с жидкостью окружалась рамкой из плексигласа. На дне ячейки располагалась горизонтальная однослойная катушка в виде неподвижного соленоида из медного провода диаметром 0.23 мм. Длина соленоида 30 мм и совпадает с шириной ячейки, внутренний диаметром намотки 3.45 мм, расстояние между витками соленоида 0.2 мм.

Предполагалось, что твердые частицы поступают в объем соленоида за счет седиментации через зазоры между витками катушки.

С помощью LCR - метра GWinstek LCR-819 измерялась индуктивность катушки. Магнитная жидкость играла роль магнитного сердечника. Перед измерениями проводилась градуировка катушки для определения зависимости индуктивности L от концентрации магнитной жидкости C .

Проведен эксперимент по изменению концентрации магнитной жидкости вблизи дна замкнутой полости с течением времени. Исследования проводились с магнитной жидкостью на основе керосина с объемной долей магнетита $C_0 = 0.21$. Перед началом измерений заполненная жидкостью ячейка выдерживалась в горизонтальном положении 10 дней. В таком положении высота слоя составляла 4.0 мм. Затем положение ячейки менялось на вертикальное с высотой слоя 100 мм и начинались измерения концентрации в зависимости от времени. Показания прибора регистрировались в течение 9 дней круглосуточно путем записи измерений при помощи компьютерной системы. Зафиксирован постоянный рост относительной концентрации в эксперименте длительностью более 200 часов (зеленые точки на рис.). На фоне роста концентрации, на графике заметны периодические колебания показаний прибора с периодом 28 часов.

Другой эксперимент проводился с ячейкой, сразу расположенной вертикально, так что высота слоя была равна 100 мм. В этом эксперименте длительностью 13 дней концентрация частиц в нижней части равномерно возрастала (синие точки на рис.). Однако можно отметить, что в определенные отрезки времени концентрация оставалась постоянной. Период образования таких «задержек» совпадал с предыдущим экспериментом и составлял 28 часов.

Таким образом, зафиксирован постепенный рост концентрации частиц в нижней части вертикально расположенной ячейки со временем. Увеличение концентрации происходит не зависимо от того как первоначально была ориентирована ячейка: вертикально или горизонтально. В первом случае на фоне постоянного роста концентрации зафиксированы периодические колебания показаний. Природа этих колебаний пока не выяснена.

Ранее в [5] была предложена линейная формула для накопления частиц в зависимости от времени t в слое высотой h вблизи дна за счет седиментации со скоростью v , $C = C_0(1+vt/h)$. Эта формула работает на начальном участке кривой рисунка, пока обратная диффузия частиц из объема катушки мала. Величина скорости частиц, оцененная по этой формуле $v \sim 2 \cdot 10^{-8}$ см/с. При этом пришлось учесть, что витки катушки экранируют от поступления частиц примерно половину поверхности катушки. В [5] аналогичные измерения дали значение $v = 1.5 \cdot 10^{-8}$ см/с. Совпадение по порядку величины измеренных значений говорит о том, что процесс накопления концентрации вблизи дна, показанный на рисунке, это седиментация отдельных частиц, а не концентрационная конвекция, т.е. не расслоение макронеоднородностей.

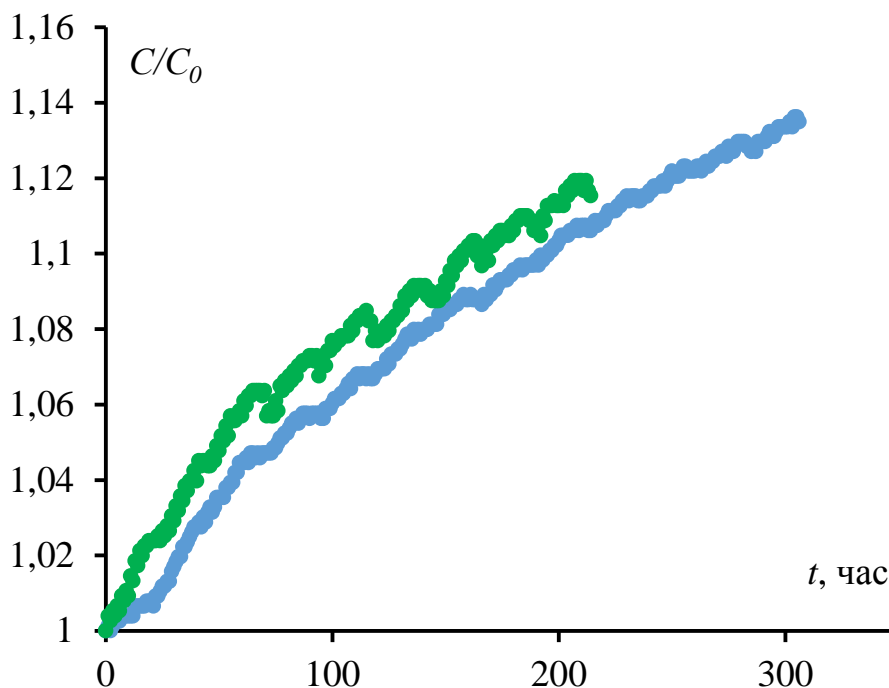


Рисунок. Зависимость относительной концентрации от времени: экспериментальная ячейка неделю находилась в горизонтальном положении, затем устанавливалась в вертикальное (зеленые точки); ячейка сразу устанавливалась в вертикальное положение (синие точки)

Список литературы

1. Божко А. А., Путин Г. Ф. О гравитационно-конвективной неустойчивости в коллоидах // Вестник Пермского университета. Серия: Математика. Механика. Информатика. 2012. №. 4. С. 12.
2. Иванов А. С., Пшеничников А. Ф. О свободной концентрационной конвекции в магнитных жидкостях // Сборник физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем. 2015. С. 18-125.
3. Божко А. А., Краузина М. Т., Сидоров А. С., Суслов С. А. Об особенностях конвекции в ферроколлоидах в гравитационном и магнитном полях // Вестник Пермского университета. Физика. 2018. № 1 (39). С. 54-64.
4. Черепанов И. Н., Сидоров А. С., Смородин Б. Л. Анализ течений магнитной жидкости в вертикальном канале при боковом обогреве // Материалы XXIII Международной конференции «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости и турбулентность». Москва, 2018. С. 304.
5. Глухов А. Ф., Путин Г. Ф. Установление равновесного барометрического распределения частиц в магнитной жидкости // Гидродинамика: Сб. науч. трудов / Перм. ун-т. Пермь. 1999. Вып. 12. С. 92–103.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КОНВЕКТИВНОГО ПОТОКА, СОЗДАВАЕМОГО КОМПАКТНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

И. О. Сбоев, А. А. Старцев, К. А. Рыбкин, М. М. Гончаров
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

В работе представлены результаты экспериментального исследования структуры и характеристик конвективного течения от локализованного источника тепла в ограниченном объеме жидкости. Визуализация потока проводилась при помощи светорассеивающих частиц, взвешенных в жидкости. На основании результатов наблюдения дана оценка временной задержки между включением источника тепла и началом тепловой конвекции для рассмотренной лабораторной модели. Обработка изображений встроенными в пакет DaVis 8 кросс-корреляционными методами позволила построить поля скорости над нагревателем в плоскости вектора \mathbf{g} . В ходе исследования стационарного режима конвекции определялась максимальная скорость в потоке, а результаты сравнивались с полученными в ходе ручной покадровой обработки изображений. Таким образом, была исследована зависимость структуры установившегося потока при разных условиях подогрева, а также показано влияние геометрии рабочей полости на максимальную скорость при стационарном течении.

Ключевые слова: свободная конвекция; локализованный источник тепла; PIV; граничные условия; стационарный режим

INVESTIGATION OF THE CONVECTIVE FLOW STRUCTURE UNDER THE COMPACT HEAT SOURCE

I. O Sboev, A. A. Startsev, K. A. Rybkin, M. M. Goncharov
Perm State University, Bukireva St. 15, 614990, Perm

The paper presents the results of an experimental study of the structure and characteristics of a convective flow from a localized heat source in a finite volume of a liquid. Flow visualization was carried out using light-scattering particles suspended in a liquid. Based on the observation results, an estimate is given for the time delay between the inclusion of the heat source and the onset of thermal convection for the laboratory model under consideration. Image processing using the DaVis 8 software allowed to build velocity fields over the heater in the plane of the vector \mathbf{g} . In the course of the investigation of the stationary convection regime, the maximum velocity in the flow was determined, and the results were compared with the images obtained during manual frame-by-frame processing. Thus, the dependence of the steady-state flow structure under different heating conditions was investigated, and also the influence of the cavity geometry on the maximum velocity for stationary flow was shown.

Keywords: free convection; localized heat source; PIV; boundary conditions; stationary flow

В промышленной и научно-технической отраслях часто приходится иметь дело с различного рода электронными устройствами, тепловыми машинами или химическими процессами где так или иначе осуществляется выделение тепла [1–3]. Многие процессы сопровождаются развитием лока-

лизованных в пространстве температурных градиентов, причем сами области с неоднородной температурой могут быть окружены газообразной или жидкой средой. В таких условиях под действием компактных источников тепла в объеме жидкости способны развиваться конвективные структуры, приводящие к искажению температурных полей и влияющие на теплоотдачу [4]. Из-за того, что на практике в большинстве случаев пространство, в котором развивается конвекция, так или иначе обладает конечными размерами и имеет определенные границы, то оказывается важным их подробное исследование, в частности, особый интерес вызывает структура установившегося течения и поведение жидкости в полостях с различными граничными условиями.

К настоящему времени в области тепловой конвекции от компактных нагретых тел широко распространены задачи об эволюции и механизмах развития течений, а также классификации наблюдаемых в жидкости структур. Однако количество экспериментального материала до сих пор остается невелико, хотя при этом существует необходимость дополнить существующие представления об особенностях и закономерностях течений, вызванных нагретыми телами с малыми по сравнению с полостью размерами. Получение экспериментального материала позволит успешнее выполнять верификацию новых численных и аналитических моделей, а также рассматривать другие частные проблемы, связанные с локализованными источниками.

Целью настоящей работы являлось исследование структуры и характеристик течения жидкости, создаваемого за счет нагрева расположенной в нижней части полости круглой пластины конечных размеров. Основная задача состояла в изучении влияния граничных условий на такую характеристику установившегося потока как его наибольшая скорость при различных температуре источника тепла и граничных условиях.

Для выполнения измерений изготавливалась экспериментальная установка, схематично изображенная на рис. 1*а,б*. Конвективные процессы исследовались в объеме жидкости, ограниченном поверхностью прозрачной трубы из оргстекла круглого сечения высотой $H = 40$ мм и диаметром $2H$. В нижней части модели располагалась массивная плита из оргстекла толщиной 25 мм, а сверху полость ограничивалась алюминиевой пластиной толщиной 7 мм, температура которой в ходе измерений оставалась постоянной и равной температуре окружающего воздуха, или оставалась открытой. Подогрев жидкости осуществлялся за счет передачи тепла от резистора медной пластине диаметром 10 мм, расположенной в центре массива из оргстекла. Условия подогрева характеризовались безразмерным параметром Ra_H – числом Рэлея:

$$Ra_H = \frac{g\beta(T - T_0)\sigma}{\nu^2} H^3.$$

Разность температур $T - T_0$ отвечала за интенсивность подогрева воды с числом Прандтля $\sigma = 6.9$. В ходе исследования параметр Ra_H изменялся в

интервале от $2.36 \cdot 10^6$ до $1.73 \cdot 10^7$, а соответствующий перепад между температурами медной и алюминиевой пластин – от 3 до 22 К.

Визуализация течения выполнялась классическим для подобного рода задач бесконтактным методом цифровой трассерной визуализации (PIV) [5]. Съемка взвешенных в жидкости полиамидных частиц (1.05 г/см^3) проводилась на цифровую камеру с частотой 3 кадра/с. В среднем на одну частицу размером порядка 50 мкм приходилось до 8 пикселей. При помощи программного обеспечения DaVis 8 было восстановлено поле скоростей в плоскости лазерного ножа и вектора \mathbf{g} (на рис. 1 в плоскость $z = 0$).

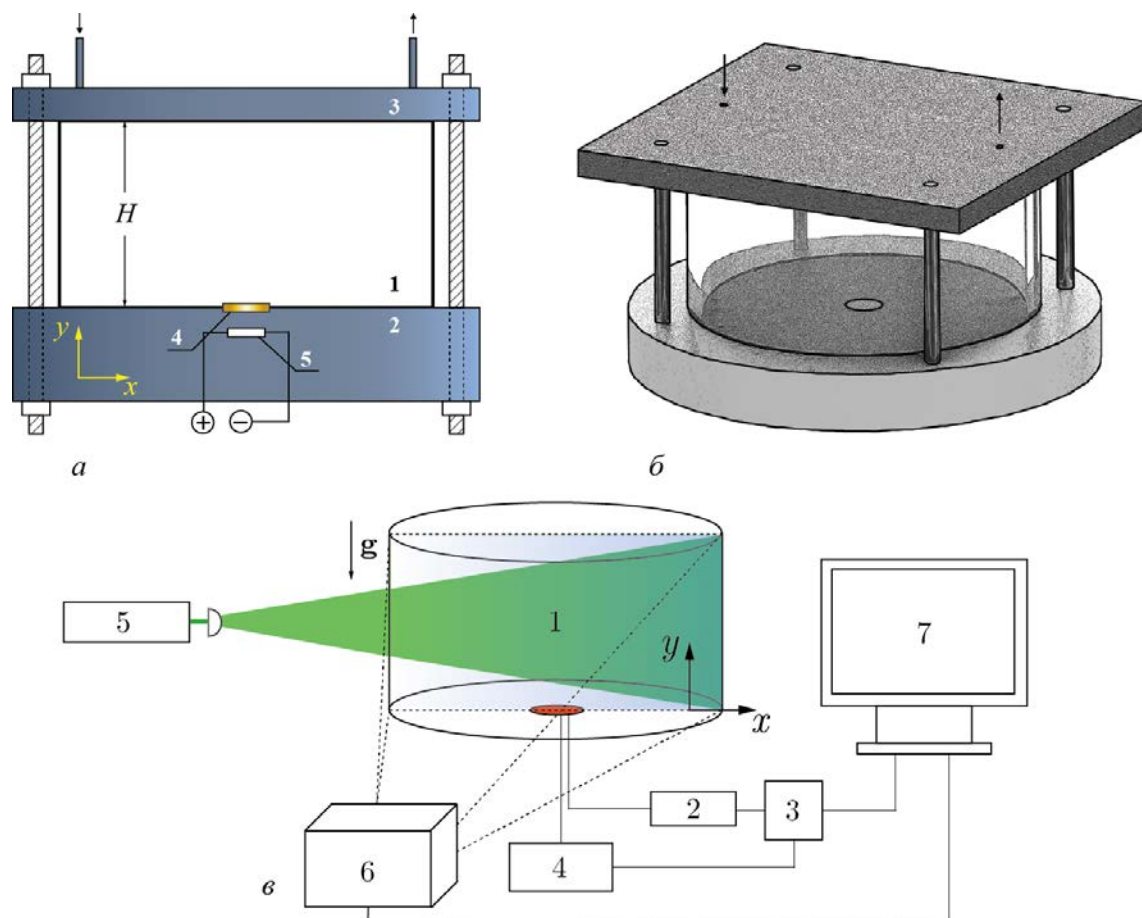


Рис. 1. Схематичное изображение лабораторной модели (1 – рабочая полость, заполненная дистиллированной водой, 2 – плита из оргстекла, 3 – пластина из алюминия (а), трехмерная модель (б)) и экспериментальная установка (в) в составе: 1 – рабочая полость, 2 – регулятор температуры, 3 – микровольтметр, 4 – стабилизированный источник питания, 5 – постоянный лазер с длиной волны 532 нм, 6 – цифровая камера, 7 – компьютер

На этапе верификации проводилось сравнение полученных значений скорости с результатами ручной обработки фотографий. Так, благодаря наложению постоянной сетки на кадры при фиксированной частоте съемке удавалось оценить скорость частицы, движущейся вдоль оси нагревателя

(рис. 2). Очевидно, в центре слоя или на оси так называемого конвективного факела интенсивность движения получается наибольшей. Таким образом, по известному смещению частиц на соседних кадрах можно оценить наибольшую скорость их движения и сопоставить с результатами измерений, полученных при помощи других методик.

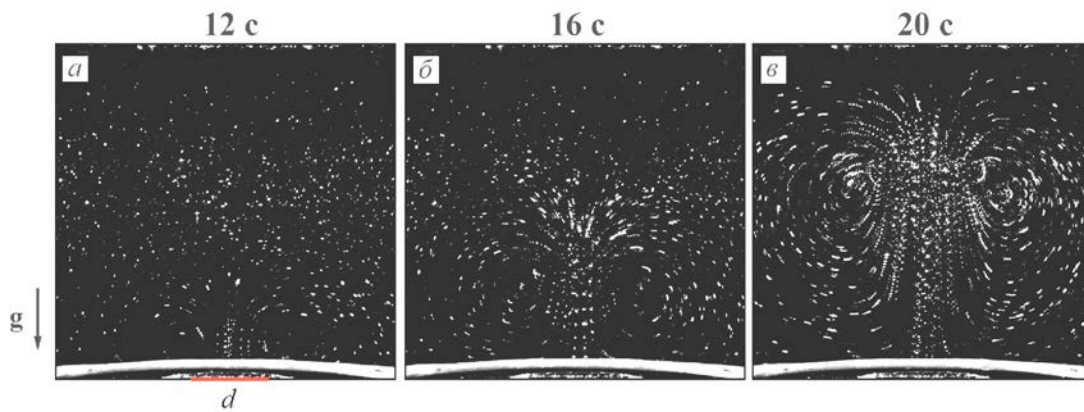


Рис. 2. Последовательность кадров демонстрирует эволюцию вихря, созданного круглым источником тепла. Между включением подогрева и началом движения жидкости проходит от 7 до 9 секунд. За указанное на последнем кадре время возмущение жидкости не успевает достичь верхней и боковой границ полости

В ходе исследования в основном рассматривалось стационарное течение жидкости. Структура установившегося потока представляет собой циркулирующий вихрь с поднимающейся в центре слоя нагретой жидкостью, и опускным течением более холодного вещества на периферии (рис. 3,а – в). Главная особенность течения в ограниченном объеме жидкости состоит в том, что с повышением температуры подогрева на фоне одного крупномасштабного вихря в полости появляется вторичный вал меньшего размера. Такой вихрь локализуется вблизи боковой границы и занимает преимущественно верхнюю половину слоя. Серия опытов показала, что при одних и тех же условиях подогрева в слое жидкости со свободной верхней границей никакие дополнительные вихри в слое не возникают, а наблюдается лишь изменение структуры крупномасштабного течения.

Построенные поля скорости также позволили изучить некоторые особенности движения жидкости и получить количественные результаты. В частности, для различных условий подогрева исследована зависимость наибольшей скорости u_{\max} основного подъемного течения (рис. 3,г). Согласно результатам измерений максимальная скорость в потоке над локализованным нагревателем изменяется с ростом числа Рэлея по следующему степенному закону: $u_{\max} = 5.4 \cdot 10^{-5} \cdot Ra_H^{4/7}$. В ходе наблюдений было показано, что выбор условий на верхней границе не оказывает существенного влияния на степенной закон, а величина максимальной скорости в потоке в пределах погрешности измерения остается неизменной.

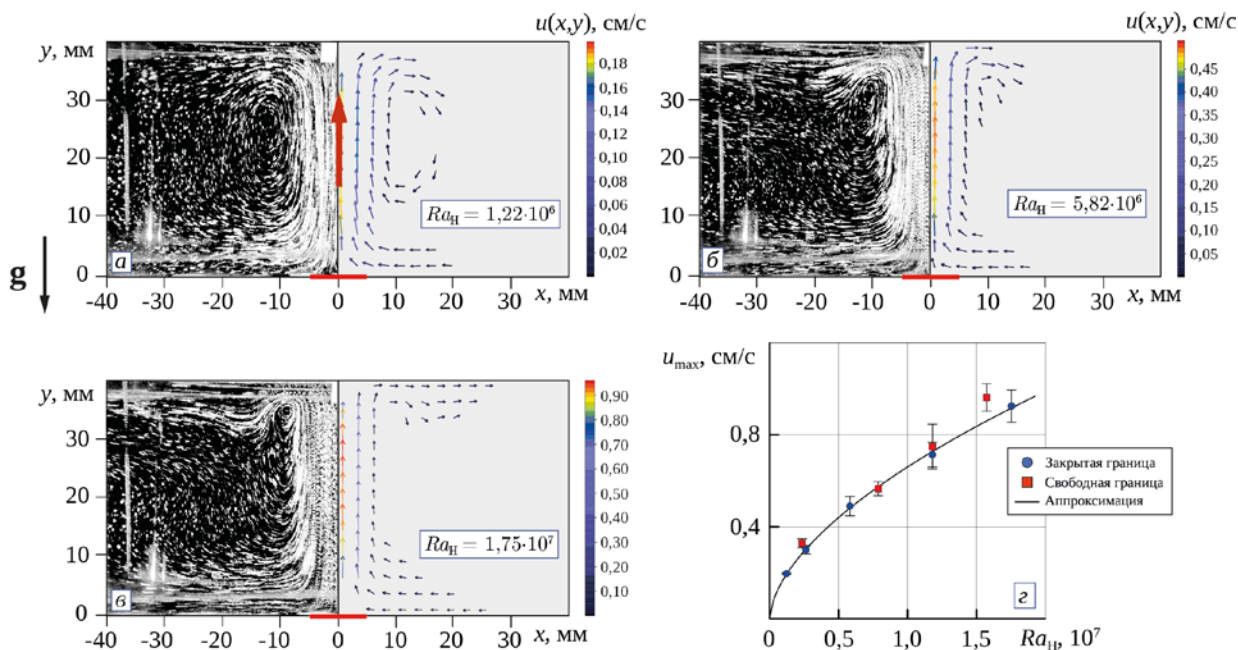


Рис. 3. Траектории движения частиц, полученные в результате объединения последовательных кадров (наблюдается неравномерность в концентрации частиц на фото т.к. скорости в разных частях слоя различны, а накладываемые кадры выбраны с постоянным интервалом) (а – в), зависимость максимальной скорости в установившемся потоке жидкости от степени подогрева при различных условиях на верхней границе (г)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №18-31-00165 мол_а).

Список литературы

1. Peterson G. P., Ortega A. Thermal control of electronic equipment and devices // Advances in heat transfer. 1990. Vol. 20. P. 181–314.
2. Eckert K., Acker M., Shi Y. Chemical pattern formation driven by a neutralization reaction. I. Mechanism and basic features // Physics of Fluids. 2004. Vol. 16 (2). P. 385–399.
3. Almarcha C. et al. Chemically driven hydrodynamic instabilities // Physical review letters. 2010. Vol. 104(4). P. 044501.
4. Khrapunov E. F., Potechin I. V., Chumakov Y. S. Structure of a free convective flow over a horizontal heated surface under conditions of conjugate heat transfer // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891(1). P. 012081.
5. Adrian R. J.; Westerweel J. Particle Image Velocimetry. Cambridge University Press, 2011. 558 p.

КЛАССИФИКАЦИЯ ПОЛЬЗОВАТЕЛЕЙ КОМПЬЮТЕРНОЙ ИГРЫ ПО ИХ ВНУТРИИГРОВЫМ ДЕЙСТВИЯМ НА ОСНОВЕ МНОГОМЕРНОГО НОРМАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

М. А. Ермолаева^a, М. В. Ваганов^{a,b}

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

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

В статье описывается задача классификации пользователей компьютерных игр по их внутриигровым параметрам и показателям активности. Для решения этой задачи была разработана математическая модель на основе многомерных нормальных распределений. Автоматизация классификации пользователей возможна благодаря разработанной компьютерной программе. Тестирование программы и предложенного метода было проведено на данных самостоятельно спроектированного сценария игры.

Ключевые слова: смешанное нормальное распределение; методы классификации; разработка компьютерных игр

CLASSIFICATION OF USERS OF A COMPUTER GAME BY THEIR IN-GAME ACTIONS USING THE MULTIVARIATE NORMAL DISTRIBUTION

M. A. Ermolaeva^a, M. V. Vaganov^{a,b}

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

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

In the article, we describe the problem of classification of computer game users by their in-game parameters and activity values. To solve the problem, a mathematical model based on multivariate normal distributions was proposed. Automatization of the users classification was implemented in the developed computer program. The testing procedures of the software and proposed method were conducted using the data from the specifically created plot of a game.

Keywords: multivariate normal distribution; classification methods; computer game development

Введение

Разработчики и производители компьютерных игр заинтересованы в получении актуальной информации о популярности игр, их производительности на компьютерах конечных пользователей, о том, что привлекает пользователей в игре, о возрасте, культурных и экономических особенностях аудитории игры. Сбор данной информации, в конечном счете, необходим для повышения прибыли, получаемой от продажи самих игр и внутриигровых виртуальных товаров (англ. virtual items). Например, финансовые данные о совершаемых пользователями покупках позволяют уточнить спрос на данные товары и установить для них оптимальную цену,

а также понять, в какой момент взаимодействия с игрой у пользователя появляется желание приобрести их. Техническая информация позволяет оптимизировать игру, устранить возможные ошибки, уменьшить время соединения с сервером и, таким образом, повысить положительные эмоции пользователя от самой игры (англ. user experience). Информация о пользователях игры помогает определить, кем является среднестатистический игрок, что он хочет от игры, какие сюжетные повороты он ожидает, какой вид взаимодействия с игрой (англ. gameplay) приносит ему наиболее положительные эмоции, какие игры и внутриигровые товары он охотнее будет приобретать.

Техническая информация может быть собрана с помощью непосредственного получения данных о производительности игр на компьютерах пользователя, или с помощью использования систем автоматического тестирования программного обеспечения. Данные о финансовых операциях обычно скрупулёзно записываются в базы данных, а появление неоднозначности или ошибок в этих данных тщательно пресекается. Таким образом, техническая и финансовая информация является надёжной. Иначе ситуация обстоит с информацией о пользователях игры: невозможно достоверно определить информацию об игроках, если они заинтересованы обмануть разработчиков. Кроме того, не всегда есть сама возможность провести опрос пользователей. Возникает проблема получения информации о пользователях игры.

Ставится задача классификации игроков по действиям, которые они совершают в игре. Для уточнения контекста, в котором будет решаться данная задача, мы будем ориентироваться на массовые многопользовательские игры (англ. Massively Multiplayer Online Game, ММО), в игровом пространстве которых могут присутствовать пользователи, проживающие в разных точках Земли.

Алгоритмы классификации

Одним из методов классификации является кластерный анализ. Кластерный анализ (англ. cluster analysis) – многомерная статическая процедура, выполняющая сбор данных, содержащих информацию о выборке объектов, и затем упорядочивая объекты в сравнительно однородные группы [1]. Можно выделить такие подходы кластеризации как подход, с использованием меры расстояния между объектами (k-средних, k-медиан), вероятностный подход (EM-алгоритм), логический подход (кластеризация происходит при построении дендрограмм), иерархический подход (делится на алгоритмы объединительные и разъединяющийся) [2].

Мы предлагаем проводить классификацию пользователей, используя многомерное распределение Гаусса – данный метод относится к группе вероятностных подходов.

Многомерное распределение Гаусса

Многомерное нормальное распределение (англ. multivariate normal distribution) – это обобщение одномерного нормального распределения.

Нормальное распределение – распределение вероятностей, которое в одномерном случае задается функцией плотности вероятности, совпадающей с функцией Гаусса [3, 4].

Общая формула для многомерного распределения Гаусса:

$$P(x) = \frac{1}{(2\pi)^{n/2} |\Sigma|^{1/2}} * e^{-\frac{1}{2}(x-\mu)^T \Sigma^{-1} (x-\mu)}, \quad (1)$$

где Σ – ковариационная матрица, μ – вектор средних значений, x – вектор параметров.

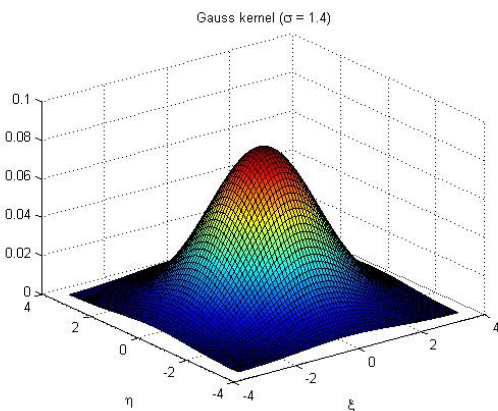


Рис. 1. График двумерной плотности распределения Гаусса

Ковариационная матрица – квадратная симметричная неотрицательно определенная матрица, на диагонали которой располагаются среднеквадратичные значения σ компонент вектора, а внедиагональные элементы – ковариации между компонентами [3]. Мы будем рассматривать простые случаи, когда элементы не влияют друг на друга, поэтому все внедиагональные элементы будут равны нулю.

Весь метод заключается в том, что для каждого класса задается своя функция распределения (1). Входными данными являются векторы параметров объекта. Например, для одного вектора параметров x (одного объекта) находится плотность вероятности того, что объект может находиться в данном классе. Сравнивая плотности вероятностей разных классов, можно определить к какому классу вероятней всего относится объект.

Спроектированный сценарий игры

Рассмотрим классификацию пользователей по их типу на примере MMO (Massively multiplayer online games).

Для начала опишем классы, по которым будет происходить классификация:

- 1) Farmer – этот тип пользователей предпочитает собирать различные ресурсы, выполнять различные задания, чтобы получить эти ресурсы, а также любит создавать что-либо. Любит прокачивать своего игрового персонажа. Проводит достаточно времени в игре.
- 2) Casual – это обычные пользователи, которые играют в игру без особого старания, чаще просто для отдыха. Предпочитают проходить различные сюжетные задания и проводят не так много времени в самой игре.
- 3) Dominator – этот тип пользователей обычно любит находиться выше всех в игре. Любит сражаться с другими игроками.

Параметры (измерения пространства), которыми будут описываться классы:

- 1) Количество выполняемых заданий пользователем.
- 2) Количество часов, которое пользователь проводит в игре.
- 3) Количество собираемых ресурсов пользователем.
- 4) Количество сражений пользователя с другими игроками.

Табл. 1. Параметры нормальных распределений для классов пользователей спроектированного сценария

μ	Farmer	Dominator	Casual
Кол-во заданий	210	100	60
Кол-во часов	60	55	28
Кол-во ресурсов	1500	1000	600
Кол-во сражений	5	40	3
σ			
1	35	21	15
2	14	14	10
3	350	200	100
4	3	10	2

Спроектируем игровой сценарий и зададим параметры распределений для каждого класса в соответствие с табл. 1. За один игровой день невозможно точно отнести пользователя к тому или иному классу, поэтому берется интервал времени 14 дней, т.е. ведется запись всех параметров в течение 2 недель.

Пусть у нас есть три пользователя с различными параметрами. Первый пользователь имеет параметры $x_1: \{150, 50, 1000, 5\}$, второй $x_2: \{100, 60, 900, 50\}$, третий $x_3: \{80, 15, 500, 1\}$.

После классификации для каждого пользователя были получены следующие плотности вероятности.

Для первого пользователя:

- Farmer: $P_F(x_1) = 1,72 \cdot 10^{-21}$
- Casual: $P_C(x_1) = 5,9 \cdot 10^{-52}$
- Dominator: $P_D(x_1) = 2,33 \cdot 10^{-22}$

Для второго пользователя:

- Farmer: $P_F(x_2) = 2,91 \cdot 10^{-50}$
- Casual: $P_C(x_2) = 5,9 \cdot 10^{-52}$
- Dominator: $P_D(x_2) = 9,12 \cdot 10^{-5}$

Для третьего пользователя:

- Farmer: $P_F(x_3) = 1,1 \cdot 10^{-82}$
- Casual: $P_C(x_3) = 5,5 \cdot 10^{-6}$
- Dominator: $P_D(x_3) = 2,04 \cdot 10^{-37}$

Первого игрока, в ходе нашего распределения, можно добавить в класс Farmer, так как плотность вероятности для данного класса больше и параметры этого пользователя близки к средним значениям μ класса Farmer. Второго игрока распределяем в класс Dominator. Третий игрок – класс Casual.

Результаты классификации на тестовых данных

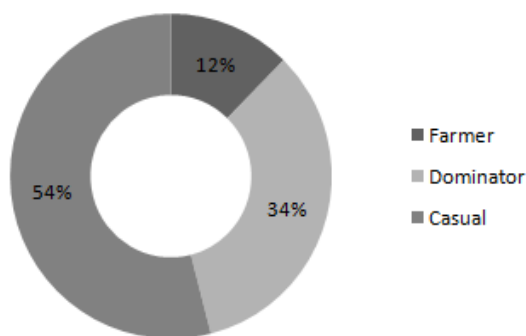


Рис.2. Диаграмма классификации в процентном соотношении

Для автоматического тестирования классификации в специально разработанной программе были сгенерированы 200 пользователей с различными параметрами внутриигрового опыта (вектор параметров x). В ходе классификации пользователи разделились на классы: Farmer – 34, Dominator – 68, Casual – 88. На рис. 2 представлена соответствующая диаграмма.

Заключение

Для решения задачи классификации пользователей компьютерной игры по их внутриигровым параметрам была составлена математическая модель, а на ее основе была разработана компьютерная программа для автоматизации классификации. Для их применения к произвольной реальной компьютерной игре достаточно определить параметры выделяемых классов пользователей.

Разобранный метод действительно позволяет классифицировать объекты одновременно по нескольким параметрам, что значительно уменьшает время обработки данных по сравнению с не вероятностными алгоритмами. Рассмотренный подход рекомендуется к использованию в областях, в которых приемлем вероятностный подход при принятии решений.

Список литературы

1. Мандель И. Д. Кластерный анализ. М.: Финансы и статистика, 1988. 176 с.
2. Tryon R. C. Cluster analysis. London.: Ann Arbor Edwards Bros, 1939. 139 p.
3. Ширяев А. Н. Вероятность. Том 1. М.: Изд-во МЦНМО, 2004. 552 с.
4. Tong Y. L. The multivariate normal distribution. Springer series in statistics. NY.: Springer-Verlag, 1990. 271 p.

РЕАЛИЗАЦИЯ РОБАСТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЛАВНЫМ ДВИЖЕНИЕМ МАНИПУЛЯТОРА С ПОМОЩЬЮ НЕЧЁТКОЙ ЛОГИКИ

Д. С. Зарубин, И. П. Селетков

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

Работа описывает проблему обеспечения плавного движения двухзвенного манипулятора из одной точки в другую без контакта с препятствиями. Для задания сложной траектории небольшим алгоритмом предложено использовать аппарат нечёткой логики. В результате собран двухзвенный манипулятор, разработан алгоритм на основе нечёткой логики, перемещающий манипулятор между двумя точками на плоскости в обход фиксированных препятствий.

Ключевые слова: манипулятор; нечёткая логика; робастное управление

ROBUST SMOOTH MANIPULATOR CONTROL USING FUZZY LOGIC

D. S. Zarubin, I. P. Seletkov

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

The paper describes the problem of ensuring a smooth movement of a two-link manipulator from one point to another without contact with obstacles. To set a complex trajectory with a small algorithm the fuzzy logic is suggested. As a result, a two-link manipulator is assembled. An fuzzy logic based algorithm for moving the manipulator between two points on the plane bypassing fixed obstacles is developed.

Keywords: manipulator; fuzzy logic; robust control

Введение

В последнее время активно происходит переход производств к «цифровой экономике». Роботы заменяют людей в супермаркетах, на производстве, в кофейнях, муниципальном транспорте и т.д. Из-за дешевизны, неприхотливости и фиксированной точности выполнения операций бизнесмены предпочитают доверять низкоквалифицированную работу манипуляторам.

В тесных условиях предприятий с небольшой площадью в рабочую область манипулятора могут попадать различные препятствия, из-за которых манипулятор может получать повреждения или не выполнять свою задачу. Пока не решится проблема загромождения рабочего пространства, робот будет простаивать, а это в свою очередь может быть затратным для предприятия. Чтобы избежать простоя, можно запрограммировать робота на движение по новой траектории обхода препятствий и сделать это быстро. Существуют несколько методов программирования путей обхода, например, точечное задание функции с интерполяцией, нейросети [1] и нечёткая логика [2].

Чтобы описать произвольное плавное перемещение, используя точечную функцию с интерполяцией, нужно задавать либо функцию высокого порядка, либо большое количество точек, что означает большой объём исходного кода и длительное время разработки. Причём, если потребуется полное изменение траектории движения, придётся переписывать весь код. Нейросеть придётся переучивать под новый маршрут каждый раз, когда потребуется его изменение.

Вывод: отсутствие гибкости на случай необходимости изменить перемещение в этих двух подходах ведёт к большим временным затратам, что не подходит для решения поставленной задачи.

Описание практической части

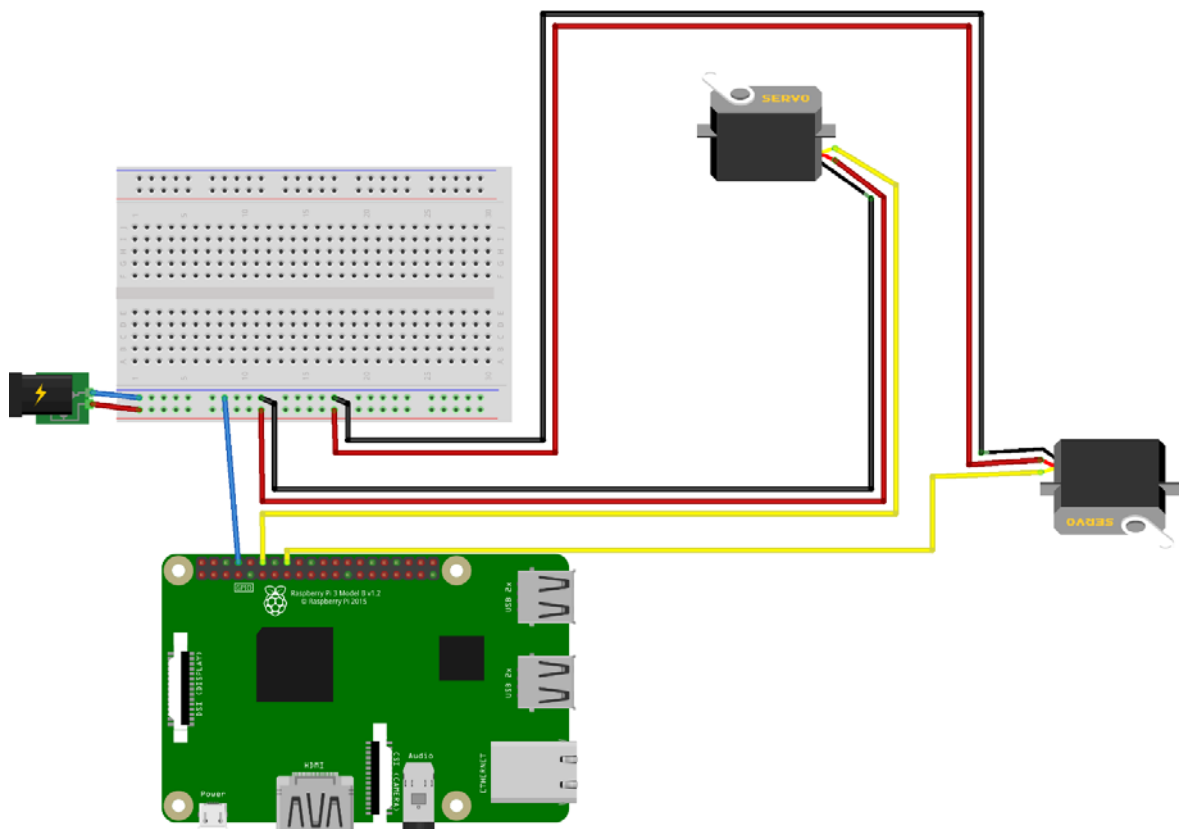


Рис. 1. Схема устройства

В качестве управляющего устройства для манипулятора выбран микрокомпьютер Raspberry PI 3 Model B [3] из-за встроенного интерпретатора Python, возможной разработки сложных алгоритмов и возможности для дальнейшего подключения камеры, чтобы отслеживать фактическое местоположение.

Для проекта использованы сервоприводы TowardPro MG996R [4] за доступность, небольшую массу, большое усилие в 11 кг/см, и, главное, металлические шестерёнки, которые не деформируются под весом конструкции, в отличие от шестерёнок младших аналогов.

Схема подключения (рис. 1) выполнена на макетной плате, что позволяло на этапе разработки быстро вносить корректировки, перемещать и собирать устройство на новом месте.

Для реализации алгоритма выбран язык программирования Python из-за простоты в написании кода и наличия библиотек RPi, math и time, которые использованы для управления устройством, математических расчётов и отладки алгоритма.

Для написания исходного кода использована среда разработки PyCharm, выбранная за удобство, автоматическое размещение исполняемых файлов на устройстве, отладку и поддержку систем контроля версий.

Для описания движения с помощью нечёткой логики вся рабочая область разбивается на квадратные зоны (рис. 2), каждая из которых по двум координатам описывается нечёткими функциями принадлежности (рис. 3).

База знаний состоит из правил вида «Если текущее значение координаты x конца манипулятора принадлежит зоне $X1$, И текущее значение координаты y конца манипулятора принадлежит зоне $Y1$, тогда поворачивать сервопривод 1 на угол 40° , а сервопривод 2 на угол -10° ».

Нечёткий алгоритм сводится к агрегации правил для всех рабочих зон и вычислению упрощённым методом дефазификации итоговых значений углов поворота для обоих сервоприводов.

После поворотов, в виду отсутствия реализованной обратной связи, решается задача вычисления нового положения конца манипулятора по изменённым значениям углов поворота сервоприводов и длин звеньев.

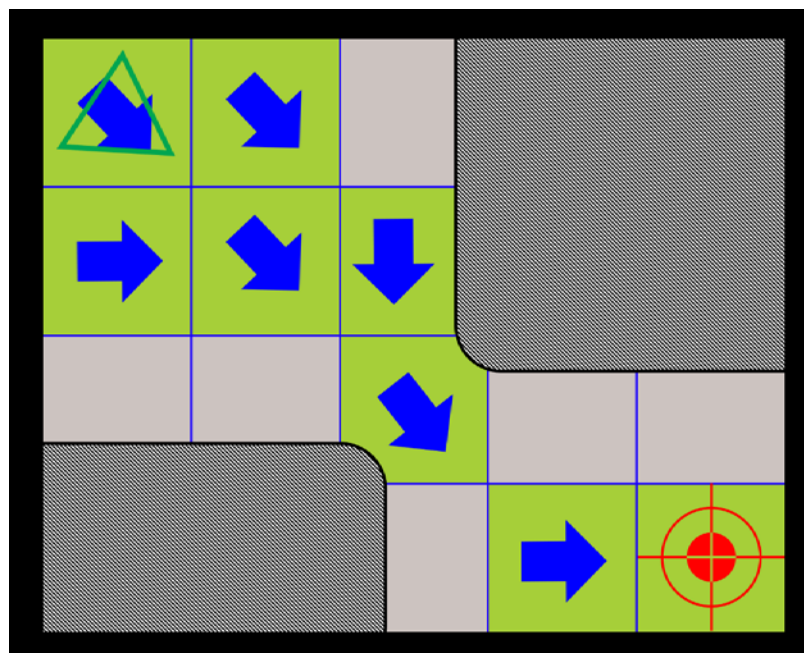


Рис. 2. Условия движения манипулятора в рабочей области. Темно серый цвет – препятствия, светло серый – доступные для движения области, зелёный, области, в которых заданы нечёткие правила, стрелки – заданное направление движения

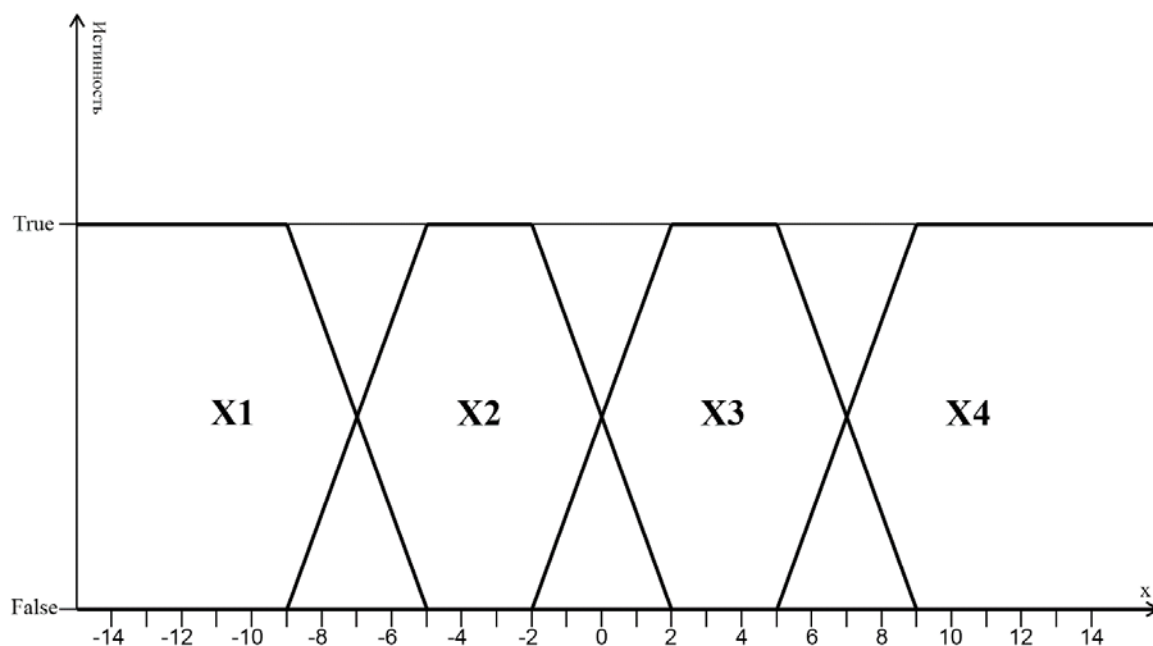


Рис. 3. График функций принадлежности координаты x текущего расположения манипулятора различным областям рабочей зоны

В связи с тем, что функции принадлежности ко всем зонам рабочей области заданы на этапе разработки, для корректировки траектории в случае возникновения новых препятствий достаточно отредактировать углы поворота сервоприводов в существующих правилах или добавить новые правила для зон, которые не были задействованы ранее.

Список литературы

1. Искусственная нейронная сеть // Википедия [Электронный ресурс]. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Artificial_neural_network (дата обращения: 25.04.2018).
2. Zadeh L. A. Fuzzy Sets // Information and Control. 1965. Vol. 8. P. 338-353.
3. Raspberry PI 3 Model B // Официальный сайт производителя [Электронный ресурс]. URL: <https://www.raspberrypi.org/products/raspberry-pi-3-model-b/> (дата обращения: 25.04.2018).
4. TowardPro MG996R // HobbyKing [Электронный ресурс]. URL: https://hobbyking.com/ru_ru/towerpro-mg996r-10kg-servo-10kg-0-20sec-55g.html (дата обращения: 25.04.2018).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИИГРОВЫХ ОТНОШЕНИЙ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ГИСТЕРЕЗИСА ПРЕЙЗАХА

А. Р. Истомина^a, М. В. Ваганов^{a,b}

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

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

В работе описывается модель отношений между персонажами и игроками абстрактной компьютерной игры. В отличие от традиционных подходов предлагается использовать модель гистерезиса Прейзаха. Отношение отдельного компьютерного персонажа моделируется гистероном. Отношение со стороны всех персонажей представляется, как сумма гистеронов с различными параметрами изменения состояний. Также представлены примеры моделирования отношений.

Ключевые слова: модель гистерезиса Прейзаха; моделирование отношений; гистерон

IN GAME ATTITUDE SIMULATIONS BASED ON THE PREISACH MODEL OF HYSTERESIS

A. R. Istomina^a, M. V. Vaganov^{a,b}

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

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

In the study, a model of relationships between characters and players of an abstract computer game is considered. In contrast with traditional approaches, the Preisach model of hysteresis is proposed to be used. Attitude of a single computer character is modelled by a hysteron. Attitude of all characters is described as sum of hysterons having different parameters of the state change. Examples of attitude simulations are also presented.

Key words: Preisach hysteresis model; relationships modeling; hysteron

Введение

Зачастую разработчики компьютерных игр уделяют мало времени сюжету и игровой атмосфере, задача которых – увлечь пользователя и максимизировать удовольствие, получаемое от игры. В некачественных сюжетах все персонажи и задания однообразны, в некоторых играх компьютерные персонажи даже не имеют к пользователю никаких отношений, а если и имеют, то они меняются очень непредсказуемо. В данной работе представлена попытка моделирования отношений в компьютерных играх на основе моделей с эффектом гистерезиса.

Задача разрабатываемой модели заключается в адекватном с точки зрения повседневной жизни способе моделирования изменения отношения игрового искусственного интеллекта к игроку в ответ на положительные (хорошие) и негативные (плохие) действия последнего. Для контроля истории изменения отношений предлагается использовать модель

гистерезиса Прейзаха [1, 2], основным элементом которой является единичный гистерон с произвольными границами, способный принимать строго отрицательное или строго положительное значение.

Описание модели

Положим, что в игре можно выделить положительные, «хорошие» и отрицательные, «плохие», действия. В зависимости от того, какое действие совершается, отношение компьютерных персонажей к тому, кто совершает эти действия, изменяется в худшую или лучшую сторону. Отметим, что в качестве активного персонажа, т.е. того, кто совершает те самые действия, может выступать как игрок-человек, так и компьютерный игрок-робот (интеллектуальный агент). Практически во всех играх используют линейную зависимость, подобную представленной на рис. 1, т.к. она проста в обработке и моделировании. Отношение линейно зависит от количества хороших или плохих совершенных действий.

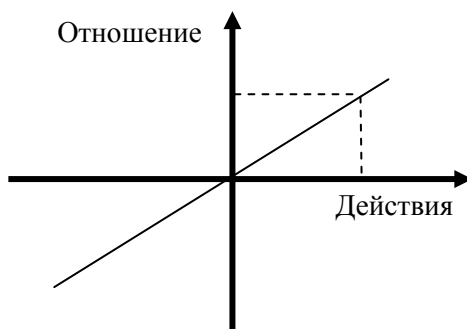


Рис. 1. Линейная зависимость изменения отношений игрового искусственного интеллекта на наши действия

Проблема использования линейной модели заключается в следующем. Опыт подсказывает, что в некоторых ситуациях, если человек заработал хорошую репутацию, совершив 100 положительных поступков, для того, чтобы испортить отношения с окружающими людьми, недостаточно совершить 100 равнозначных отрицательных поступков: у человека останется уважение со стороны окружающих, говорят, у него останется «положительная карма». Чтобы «занулить» репутацию, или даже сделать её отрицательной, нашему персонажу необходимо совершить больше 100 отрицательных поступков. И наоборот: если изначально человек совершил 100 отрицательных поступков, то, чтобы очистить его репутацию, сделать её положительной, необходимо совершить более 100 равнозначных положительных поступков. Для моделирования подобных ситуаций удобно использовать математические модели явления гистерезиса.

Гистерезис (отставание, запаздывание) – свойство систем, мгновенный отклик которых на приложенные к ним воздействия зависит, в том числе и от текущего состояния, а поведение системы на интервале времени во многом определяется её историей [1]. Для гистерезиса характерно явление

насыщения, а также неодинаковость траекторий между крайними состояниями. Петля гистерезиса, представленная на рис. 2 – это кривая, изображающая ход зависимости свойств системы от внешнего воздействия. Чем больше площадь петли, тем большее воздействие нам следует приложить на нашу систему.

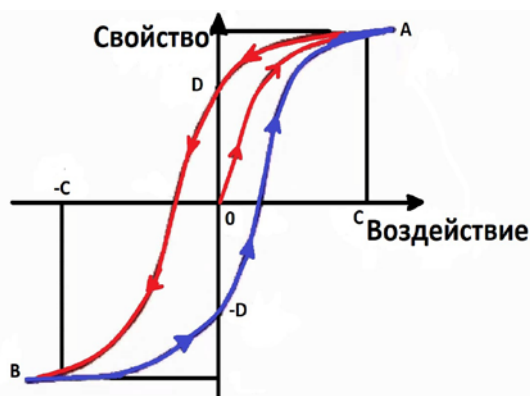


Рис 2. Петля гистерезиса, где A , B – точки насыщенности системы, C – воздействие насыщенности, D – насыщенное свойство системы

В наших расчетах мы использовали модель гистерезиса Прейзаха [2], в которой используется функция распределения бесконечного числа гистеронов (двухзначный оператор), каждый из которых обладает прямоугольной петлей гистерезиса. Понятие гистерона опишем сразу применительно к ситуации моделирования внутриигровых отношений (рис. 3). Один гистерон моделирует отношение произвольного неигрового персонажа на действия, совершаемые активным персонажем, поэтому по осям ординат и абсцисс откладываются величины *отношения* (уважения) и *действий*, соответственно. Другими словами, величина отношения здесь – это отношение, которое проявляет игрок-компьютер к игроку, который совершает действия, значение которых откладывается по горизонтальной оси. Один персонаж может относиться либо строго положительно, либо строго отрицательно к активному игроку. Если изначально неигровой персонаж испытывал отрицательное отношение, то оно может измениться от -1 до $+1$, когда алгебраическая сумма действий будет больше критического количества положительных действий A_+ , и наоборот: от $+1$ до -1 , когда алгебраическая сумма совершенных действий меньше критического количества отрицательных действий A_- . При других действиях активного пользователя, отношение к нему со стороны неигрового персонажа не меняется. Критические величины действий A_+ и A_- представляют собой значения, при которых происходит переключение гистерона. Но у каждого персонажа значения A_+ и A_- разные, что и даёт нам возможность построить гистерезис отношений со стороны множества компьютерных персонажей, чье поведение в каждом отдельном случае описывается гистероном с уникальными параметрами A_+ и A_- .

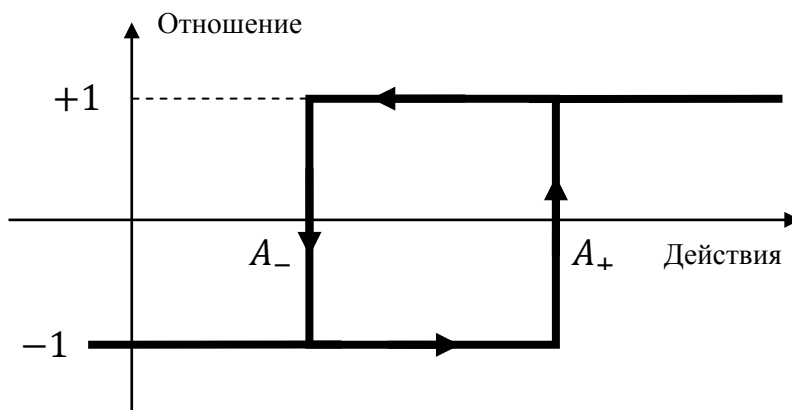


Рис. 3. Гистерон – отношение к одному игроку

В играх существует различное число персонажей, оно ограничивается лишь фантазией разработчиков и запрограммированной сюжетной линией. Если рассмотрим каждого персонажа из некоторого количества по принципу суммирования его гистеронов-отношений, то получим гистерезис, отображающий отношение всех персонажей. Принцип такого суммирования представлен на рис. 4 и является основным в модели Прейзаха [3].

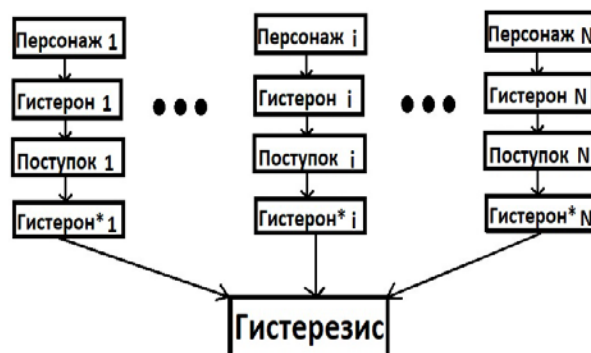


Рис. 4. Схема отношений всех персонажей к пользователю при модели гистерезиса Прейзаха.

Математически операцию суммирования гистеронов-отношений для нахождения отношения со стороны n персонажей в игре можно записать следующим образом:

$$H(a) = \sum_{i=1}^n h_i(a, A_+, A_-),$$

где a – это алгебраическая сумма позитивных и негативных действий, совершенным текущим пользователем, а $h_i(a, A_+, A_-)$ - оператор отдельного гистерона с критическими параметрами A_+ и A_- :

$$h_i(a, A_+, A_-) = \begin{cases} +1, & a > A_+ \\ -1, & a < A_- \end{cases}$$

При промежуточных значениях $a \in [A_-, A_+]$ величина гистерона не меняется и равна самой себе при предыдущем значении алгебраической суммы действий a .

Программа и результаты моделирования

Для автоматизации моделирования различных игровых ситуаций была разработана программа на языке C#, состоящая из трёх частей-классов. Первый – гистерон, моделирующий отношение со стороны одного компьютерного персонажа. Этот класс содержит в себе критические значения A_+ и A_- гистерона и его предыдущее значение. Второй – общий гистерезис отношения со стороны всех компьютерных игроков, с помощью неё будем суммировать все гистероны при определенной сумме действия пользователя. Третий класс – центральная часть кода, содержащая методы для создания выбранного числа гистеронов и последовательность положительных и отрицательных действий.

Смоделируем суммарное отношение 1000 компьютерных персонажей к активному игроку (АИ). В нуле у нас положительное отношение (рис. 5), но не максимальное: кто-то из компьютерных персонажей изначально не уважает АИ. От начальной точки пойдём вверх до положительного значения насыщения, когда все положительно относятся к АИ. Затем, моделируя совершение 200 плохих действий и получаем отрицательную карму со стороны всех персонажей, причем отношение станет отрицательным только при алгебраической сумме действий -70 . Потом совершим 200 хороших действий, возвращаем себе положительное отношение всех неигровых персонажей, но положительным оно становится уже около нуля (в данном случае так получилось в конкретной реализации).

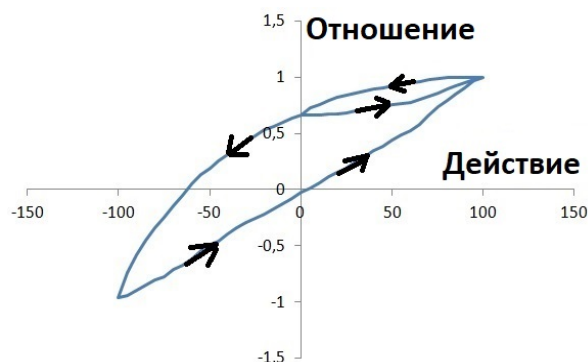


Рис 5. Гистерезис – карма для 1000 неигровых персонажей

Теперь представим конкретный случай, сначала игрок совершает 50 хороших действий, затем 100 плохих, чем ухудшает отношение с персонажами, и после этого он сделает 150 хороших действий. По завершению этого ряда действий игрок будет иметь хорошую репутацию у всех персонажей, а график изменения суммарного отношения представлен на рис. 6.

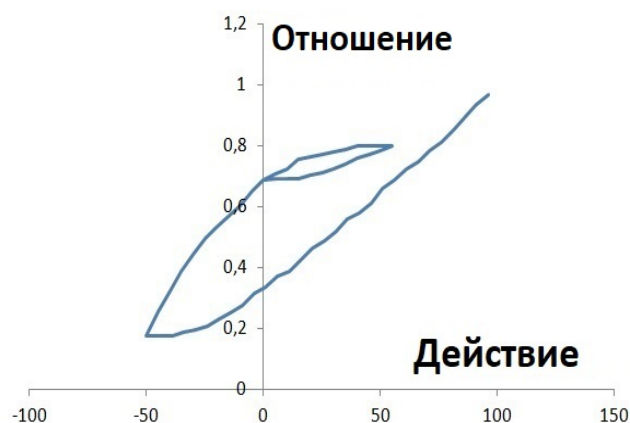


Рис 6. Гистерезис-карма определенного ряда действий

Таким образом, применив обобщение модели гистерезиса Прейзаха для игр, мы можем добиться более реалистичной реакции игрового искусственного интеллекта. В отличие от линейной модели, эффект гистерезиса более реалистично воссоздаёт поведение игроков-людей. Благодаря этому можно создать более реалистичный виртуальный мир и улучшить восприятие игры у пользователей.

Список литературы

1. Hysteresis [Электронный ресурс]
URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/Hysteresis> (дата обращения 18.11.2017).
2. *Mayergoyz I. D.* Mathematical Model of Hysteresis. NY.: Springer-Verlag, 1991. 207 p.
3. *Стародубцев Ю. Н.* Магнитомягкие материалы: Энциклопедия словарь-справочник. М.: Техносфера, 2011. 664 с.

МОБИЛЬНОЕ ПРИЛОЖЕНИЕ «ПОМОЩЬ ПСИХОЛОГА»

А. В. Каплан, И. П. Селетков

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

В статье рассмотрена проблема обеспечения максимально простого и удобного способа связи для подростков, находящихся в трудной жизненной ситуации, со специалистами психологами. Для решения этой задачи разработано бесплатное мобильное приложение, позволяющее по нажатию одной кнопки осуществить звонок, написать электронное сообщение психологам, а также получить советы.

Ключевые слова: помощь психолога, мобильное приложение, android, Kotlin

MOBILE APPLICATION “PSYCHOLOGIST’S HELP”

A. V. Kaplan, I. P. Seletkov

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

The article deals with the problem of providing the most simple and convenient way of communication for teenagers in a difficult life situation with specialists in psychology. To solve this problem a free mobile application allowing you to make a call at the click of a button, write an e-mail to psychologists and receive advice has been developed.

Keywords: psychologist’s help, mobile application, android, Kotlin

В современном мире существует огромное количество проблем и вопросов, связанных с психологическим состоянием детей, которые каждый родитель решает в меру своего жизненного опыта или, опираясь на советы друзей, что впоследствии может привести к еще большим проблемам.

В таких случаях лучше всего обращаться к психологу, который может оказать квалифицированную помощь. В Перми этим занимается МБУ «Центр психолого-педагогической, медицинской и социальной помощи» (ЦППСМП) [1].

Психологи находятся в колл-центрах 24 часа в сутки и готовы помочь всем, но большинство людей не знают, куда и как обратиться, не знают адреса и телефоны. В этом и состоит главная проблема.

Мобильное приложение позволило бы пользователям осуществлять удобную связь с центром психологической помощи без потери времени на поиск и ввод контактных данных, нажатием одной кнопки.

В ходе изучения предметной области рассмотрены существующие приложения для оказания психологической помощи, но все они имеют недостатки:

- нет возможности настроить работу с ЦППСМП;
- сложный интерфейс;
- ответы и комментарии от обычных людей;

- платные консультации;
- отсутствие возможности прямого разговора.

В связи с этим принято решение разработать свое приложение с максимально простым и удобным интерфейсом с возможностью напрямую звонить специалистам.

Мобильное приложение «Помощь психолога» разработано на языке программирования Kotlin [2] в среде «Android Studio» [3]. Варианты использования приведены на схеме UML Use Case (рис. 1).

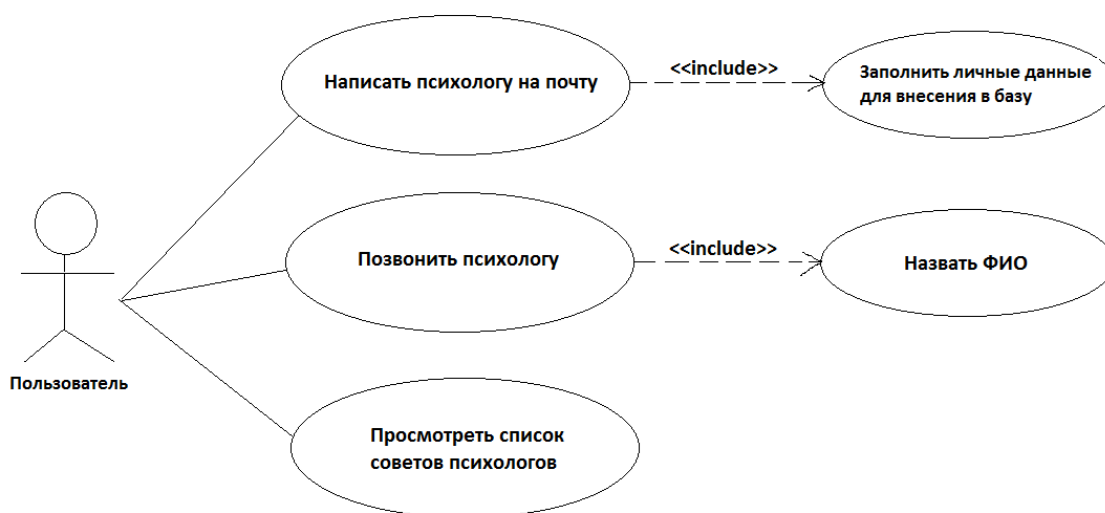


Рис. 1. Схема вариантов использования приложения

На главной странице (рис. 2) находятся 3 кнопки:

- письмо психологу;
- звонок психологу;
- советы психологов.

По нажатию кнопки «*Письмо психологу*» приложение выводит список приложений (рис. 3), через которые можно осуществить данное действие. Затем пользователь видит перед собой форму обращения на почту центра (рис. 4) с заполненным адресом электронной почты центра.

По нажатию кнопки «*Звонок психологу*» происходит автоматический набор многоканального номера центра психологической помощи и вызов (рис. 5).

По нажатию кнопки «*Советы психологов*» происходит переход на страницу, на которой находится список советов психологов для различных жизненных ситуаций (рис. 6).

Разработанное приложение позволяет пользователю связываться с Центром психолого-педагогической, медицинской и социальной помощи города Перми напрямую, через телефонную связь, либо через электронную почту. Также в приложении имеется off-line доступ к советам психологов.



Рис. 2. Главная страница

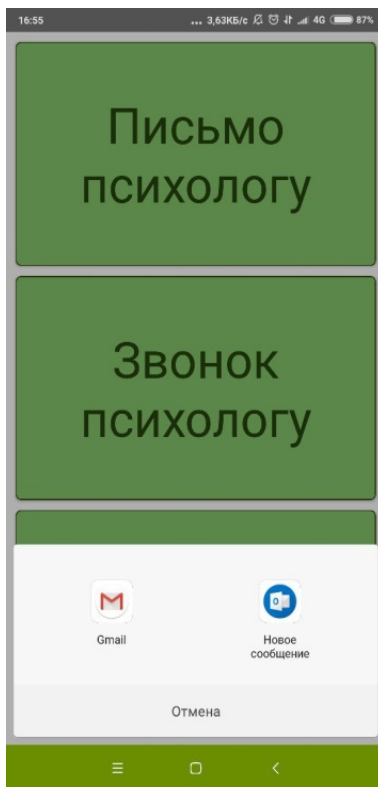


Рис. 3. Выбор приложения для отправки электронного сообщения

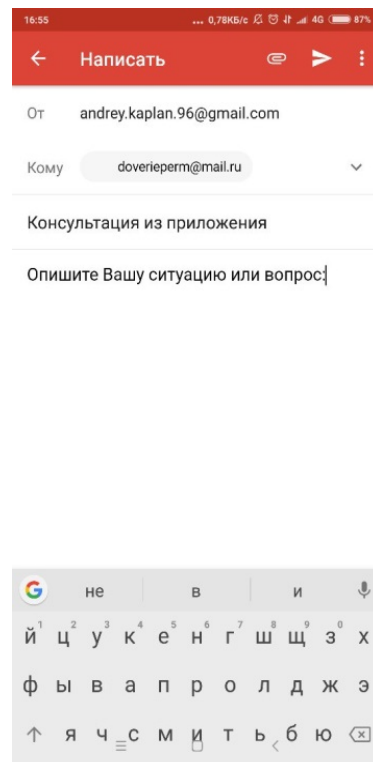


Рис. 4. Форма электронного письма

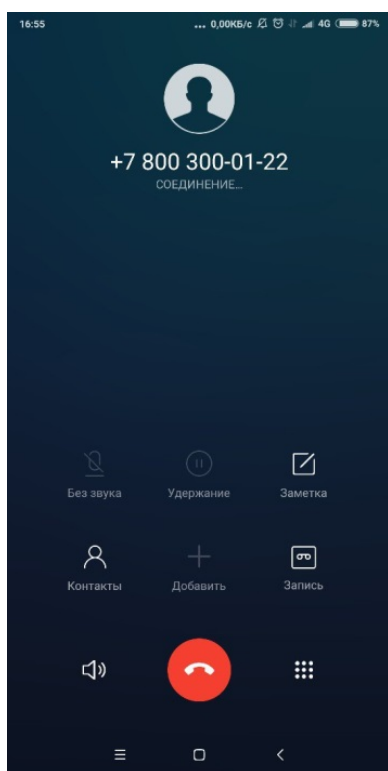


Рис. 5. Приложение для осуществления звонков

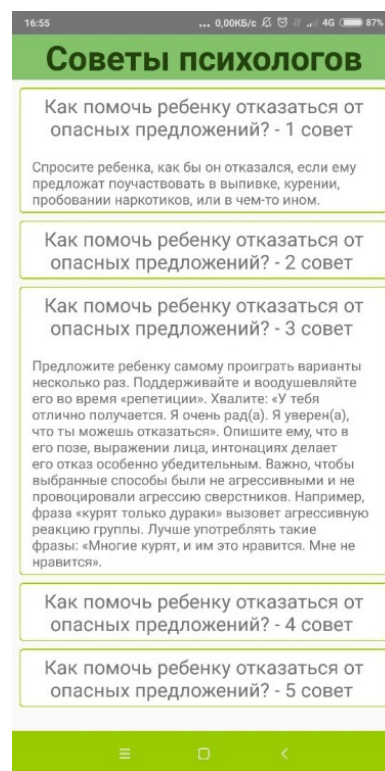


Рис. 6. Страница советов психологов

На данный момент получены хорошие отзывы от специалистов ЦППМСП, приложение опубликовано в электронном магазине Google Play [4] и готовится к продуктивной эксплуатации.

В дальнейшем планируется введение онлайн-чата, через который пользователи могут анонимно связываться с центром, получая оперативную и квалифицированную помощь.

Список литературы

1. Официальный сайт МБУ «Центр психолого-педагогической, медицинской и социальной помощи» [Электронный ресурс]. URL: <http://цпмсс.рф> (дата обращения: 25.04.2018).
2. Kotlin // Официальный сайт разработчика языка Kotlin [Электронный ресурс]. URL: <https://kotlinlang.org/> (дата обращения: 25.04.2018).
3. IntelliJ IDEA // Официальный сайт продукта [Электронный ресурс]. URL: <https://www.jetbrains.com/idea/> (дата обращения: 25.04.2018).
4. Страница приложения «Помоги мне» // Google play [Электронный ресурс]. URL: <https://play.google.com/store/apps/details?id=ru.psu.mobilepsychologist.teenagers> (дата обращения: 25.04.2018).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЕТЕЙ БАЙЕСА В РЕАЛИЗАЦИИ АЛГОРИТМОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КЛАССА ПЕРСОНАЖА В ИГРАХ ЖАНРА RPG

П. С. Козьминых^a, М. В. Ваганов^{a,b},

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

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

В данной работе была рассмотрена проблема автоматического выбора класса персонажа в играх жанра RPG. Для решения проблемы была разработана математическая модель на основе трёхуровневой Байесовской сети, а также был создан сюжет для тестовой RPG игры. Параметры для модели были собраны в процессе проведения анкетирования потенциальных пользователей игры. На основе смоделированной Байесовской сети была написана программа на языке C#, которая определяет подходящий класс персонажа для пользователя по его ответам на связанные с игрой вопросы.

Ключевые слова: байесовская сеть; классификация объектов; RPG

USAGE OF BAYESIAN NETWORKS IN IMPLEMENTATION OF ALGORITHMS FOR DETERMINING THE CLASS OF A CHARACTER IN RPG GAMES

P. S. Kozminykh^a, M. V. Vaganov^{a,b}

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

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

In this paper, the problem of automatic determination of a character class in the RPG genre games is discussed. To solve the problem, a mathematical model based on a three-level Bayesian network was developed. In addition, a plot for a test RPG game was written. The model parameters were obtained via a survey conducted among probable users of the game. Based on the designed Bayesian network, a C # program was developed, which is capable to select an appropriate character class for a user while the latter answers the game related questions.

Keywords: Bayesian network; object classification; RPG

Введение

Выбор класса (или типа) персонажа в компьютерных ролевых играх (англ. Computer Role-Playing Game, обозначается RPG) является нетривиальной задачей как для самого игрока (англ. player), так и для разработчиков игр. Сложность данной задачи для игрока объясняется невозможностью определить в начале игры, как выбор класса персонажа скажется на прохождении всей игры, на опыт взаимодействия с игрой (англ. user experience) и возможное нелинейное развитие сценария. Для разработчиков игр сложность представляет отсутствие информации о пользователе и его игровых предпочтениях, когда выбор должен

осуществляться автоматически. Исходя из этого, разработчики не могут однозначно сказать, насколько точно некоторый класс может подойти тому или иному пользователю, а могут лишь предположить с какой вероятностью данное сопоставление будет успешным.

Неоптимальный выбор персонажа может привести к появлению проблемы образования негативного опыта взаимодействия с игрой со стороны игрока. Это в свою очередь может негативно сказаться на рейтинге игры, если пользователь распространит свое мнение между другими потенциальными игроками. Необходимо решить проблему выбора класса персонажа RPG.

Далее в статье мы последовательно описываем процесс построения математической модели для задачи автоматического выбора класса персонажа в произвольной RPG игре. Необходимо, чтобы выбранный класс персонажа соответствовал привычному стилю игры пользователя. Исключается использование прямых обращений к игроку с вопросом о предпочтительном классе персонажей.

Понятие Байесовской сети

Байесовская сеть (БС) доверия – это направленный ациклический граф состоящий из двух элементов, в которой первый компонент, является направленным нециклическим графом, соответствующий случайным переменным. Вторая компонента пары, представляет собой набор параметров, которые определяет сеть [1]. В нашем случае это вероятности осуществления событий, записанные в специальных таблицах.

Таблицы вероятностей задаются экспертом или с помощью методов машинного обучения. Предварительные предположения (beliefs) – способ задания условных вероятностей на основе научных исследований, опыта людей и здравого смысла. Априорные вероятности (a priori) устанавливают общую (независимую) вероятность наступления того или иного события. Например, мы можем с высокой долей уверенности заранее сказать, что физиологический пол произвольного человека определяется с 50% вероятностью.

В данной работе используются дискретные БС т.к. значениями узлов графа являются конкретные ответы пользователей на заданные вопросы.

Конкретные значения узлов БС определяют ее состояние. Функция вероятности сети Байеса – это вероятность нахождения сети в том или ином состоянии [2]. Она задается формулой:

$$P(\mathbf{X}) = \prod_{i=1}^N P(X_i | \text{parents}(X_i)),$$

где \mathbf{X} – это набор значений узлов графа БС, X_i - состояние текущего узла, а $\text{parents}(X_i)$ - множество узлов «родителей» текущего узла.

Например, для вычисления вероятности $P(A\bar{B})$ нахождения сети Байеса в состоянии, когда случились события A и \bar{B} , мы должны взять вероятность из таблицы первой вершины $P(A)$ и $P(\bar{B}|A)$ из таблицы для второй вершины, а затем перемножить их:

$$P(A\bar{B}) = P(A)P(\bar{B}|A).$$

Этот результат очевиден, тем не менее он показывает общую механику для любой сети Байеса.

Построение сети Байеса

Рассмотрим построение модели, а точнее БС, для конкретной RPG с такими классами как: варвар, паладин, маг и плут. Была рассмотрена ситуация в которой персонаж прибывает на крупный турнир и в ходе регистрации ему задают несколько вопросов.

В первую очередь построим сеть. Узлами первого уровня будут являться вопросы, которые помогут нам собрать информация о предпочитаемом стиле игры пользователя. Для этого был составлен список из восьми вопросов:

1. Что предпримите, если возле вас начнётся драка?
2. Любите посещать подобные мероприятия? (турниры, ярмарки и т.д.)
3. Что будете делать, если вам откажут в выдаче тренировочной экипировки?
4. Что привело вас на турнир?
5. Вы увидели, что распорядитель снаряжения, уходя, не запер за собой дверь. Что предпримите?
6. Как поступите, если вам поручат выполнить какую-нибудь работу?
7. Как вы предпочитаете отдыхать?
8. Будете присутствовать на праздновании начала турнира?

Далее объединим в группы вопросы, из которых можно сделать вывод о том или ином качестве присущем персонажу, и выделим промежуточные, неявные узлы, по которым можно судить о принадлежности персонажа к конкретному классу. Подобные промежуточные узлы представляют собой вопросы, на которые пользователю может быть непросто ответить, поэтому для этого используются первый уровень узлов в виде наводящих вопросов.

В результате были выделены такие промежуточные узлы, как: Тяга к рукопашной, Авантюризм, Честность и Общительность.

Вместе с полученными узлами составим трёхуровневую сеть, показанную на рис. 1.

Составление таблиц вероятностей

После составления сети заполним таблицы вероятности для каждого узла. В таблицах указываются вероятности исходов событий для узлов без «родителей» и условные вероятности для всех комбинаций исходов узлов «родителей» для узлов потомков. Для получения данных в таблицах был

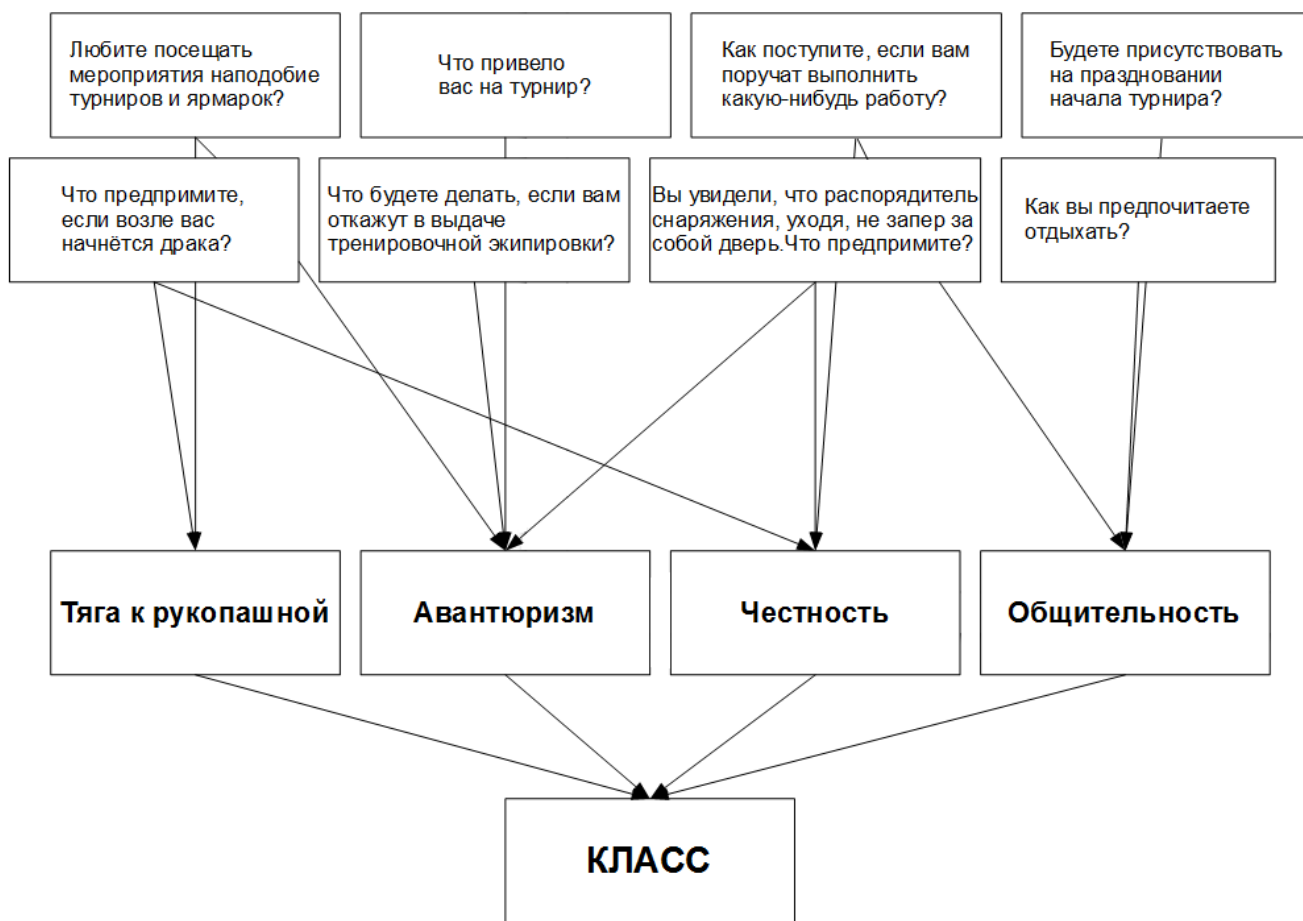


Рис. 1. Трёхуровневая сеть

проведён опрос, в котором принимало участие двадцать человек.

Вероятность каждого значения определялась по следующей формуле:

$$P = \frac{m}{N} ,$$

где N – общее число опрошенных и m - число выбравших этот класс.

В качестве примера рассмотрим получившуюся таблицу вероятности для узла «Класс», в ней содержатся все возможные комбинации состояний узлов родителей и вероятности того, какому классу может принадлежать комбинация (табл. 1).

Проверка работы сети

Для проверки работы сети была реализована программа на языке C#. Для тестирования работы системы приведем пример ответов на вопросы таким образом, как отмечено на рис. 2.

В результате (рис. 2) по данным ответам человеку с высокой вероятностью подойдёт класс Маг, что так же можно предположить ввиду его склонности к избеганию конфликтов, и любви к уединению.

Табл. 1. Таблица вероятности для узла КЛАСС

Тяга к рукопашной	Склонность к авантюризму	Честен	Общителен	Класс			
				Варвар	Паладин	Маг	Плут
есть	есть	да	да	0.25	0.75	0	0
			нет	0.15	0.65	0.1	0.1
		нет	да	0.55	0.15	0.05	0.25
			нет	0.5	0	0.15	0.35
	нет	да	да	0	0.9	0.1	0
			нет	0.1	0.7	0.1	0.1
		нет	да	0.65	0	0	0.35
			нет	0.75	0	0	0.25
нет	есть	да	да	0	0.45	0.5	0.05
			нет	0	0	0.9	0.1
		нет	да	0	0.2	0.1	0.7
			нет	0	0.15	0.1	0.75
	нет	да	да	0.2	0.25	0.2	0.35
			нет	0	0.1	0.8	0.1
		нет	да	0.15	0.05	0.05	0.75
			нет	0.1	0	0.1	0.8

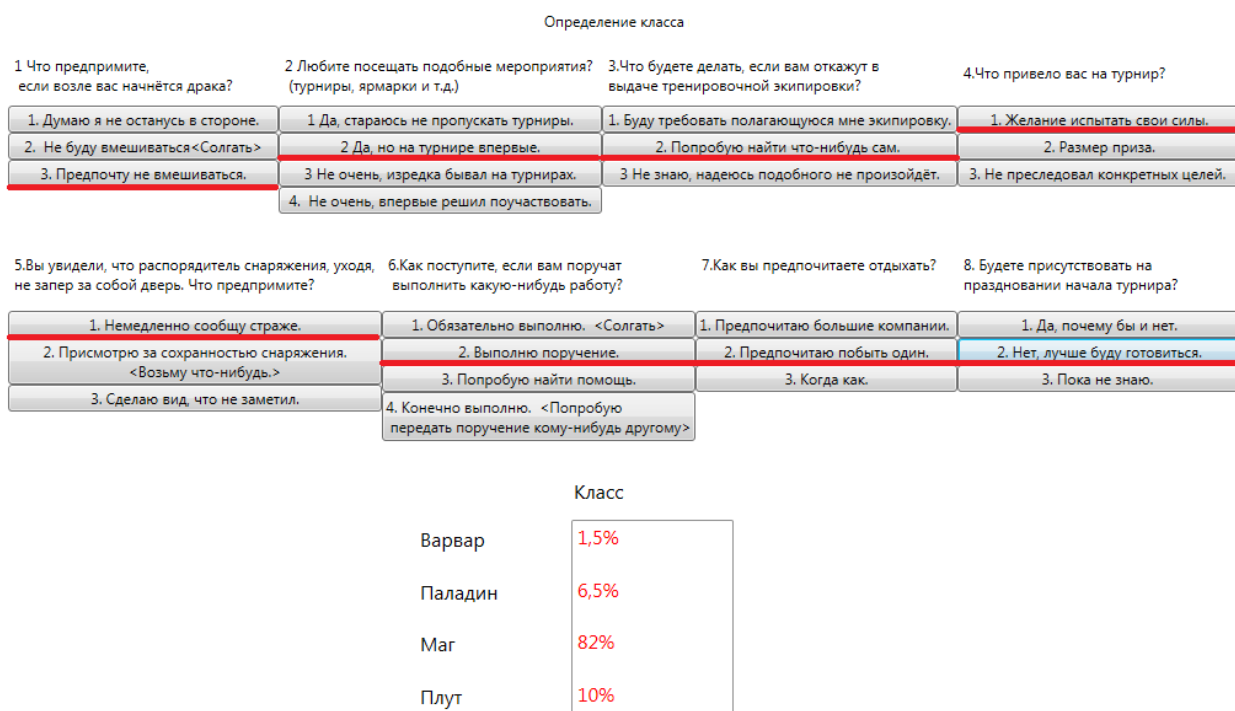


Рис. 2. Интерфейс программы для трёхуровневой сети

Заключение

В результате работы была смоделирована трёхуровневая сеть Байеса для определения класса персонажа и реализована программа на основе этой сети. Ключевым преимуществом созданной модели является то, что она позволяет выбрать класс персонажа для пользователя, основываясь на его характере и игровых предпочтениях, т.е. по косвенным игровым данным. Испытание программы было проведено успешно и показывает, что применение Байесовских сетей к определению класса персонажа является состоятельным для использования в играх жанра RPG.

Список литературы

1. Бидюк П. И., Терентьев А. Н. Построение и методы обучения Байесовских сетей // Таврический вестник информатики и математики. 2004. Вып. 2. С. 140–143.
2. Википедия [Электронный ресурс]. URL: <https://ru.wikipedia.org> (дата обращения: 15.04.2018).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМЫ КОМПЬЮТЕРНОГО ЗРЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ КОНВЕКТИВНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА С КОЛЛОИДНОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

А. С. Маякина, Н. В. Колчанов, С. В. Машкин

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

В данной статье представлено описание разработанного программного комплекса, позволяющего упростить обработку результатов экспериментов с магнитной жидкостью. Комплекс построен на основе библиотеки компьютерного зрения «OpenCV». Он позволяет в автоматическом режиме обрабатывать изображения, получаемые в ходе экспериментов с магнитной жидкостью, находить конвективные ячейки, их координаты, отображать траектории движения этих ячеек.

Ключевые слова: компьютерное зрение; магнитная жидкость; конвекция

USING OF COMPUTER VISION SYSTEM FOR RESEARCH INTO GRAVITATION CONVECTION IN A HORIZONTAL LAYER OF MAGNETIC COLLOID

A. S. Mayakina, N. V. Kolchanov, S. V. Mashkin

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

This paper describes software, developed by authors to simplify processing of the results of experimental research into gravitation convection in the horizontal layer of magnetic colloid. This software is based on computer vision library «OpenCV» and automatically makes processing of experimental images, detection and displaying of convective patterns, their locations and motion tracks.

Keywords: computer vision; magnetic colloid; convection

Введение

Магнитные коллоидные жидкости, являющиеся диспергированными системами с магнитными частицами, взвешенными в несущей жидкости (керосине, трансформаторном масле и т.п.), в наши дни широко используются в различных областях науки и техники. Работы [1–3] посвящены экспериментальному исследованию гравитационной конвекции в горизонтальном слое магнитного коллоида. В результате проведения экспериментов, исследователи получили видеоряды, визуализирующие наблюдаемые режимы конвекции жидкости. На них видны конвективные ячейки и валы. Видеоряды обрабатывались с помощью графических редакторов и видеоредакторов, в результате были получены трековые изображения, которые позволили различить *два режима конвекции* вблизи порога устойчивости механического равновесия [3]. В первом режиме конвективные ячейки движутся таким образом, что существуют области, в которые ячейки не заходят во-

обще (так называемые «неприкосновенные» области). Во втором режиме таких областей нет.

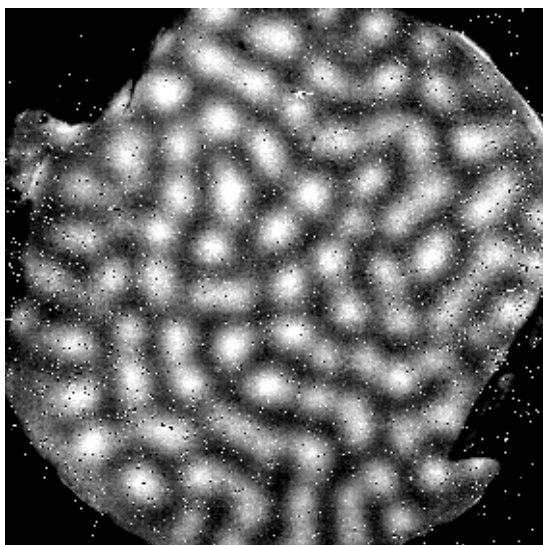


Рис. 1. Пример исходного изображения

обрабатывались следующим образом: для фильтрации изображений применялся графический редактор Adobe Photoshop. В частности, применялся фильтр Гаусса, работа с гистограммами и др., а для получения «неприкосновенных» областей кадры видеоряда накладывались друг на друга, в результате чего было показано, что для некоторых режимов жидкости существуют области, в которые ячейки не заходят [3]. Определение координат ячеек не производилось ввиду сложности решения этой задачи в «ручном» режиме. Треки движения ячеек строились путем наложения ряда кадров друг на друга, однако при таком подходе траекторию можно проследить на очень небольшом расстоянии, поскольку она начинает перекрываться траекториями соседних ячеек. Если определять центр каждой конкретной ячейки, то можно проследить траекторию на более длинном участке.

В связи со всеми вышеперечисленными сложностями обработки результатов экспериментов, встаёт вопрос об использовании алгоритмов компьютерного зрения для анализа результатов. Таким образом, *целью данной работы* являлось создание программного комплекса, позволяющего упростить и ускорить обработку видеоматериалов с результатами экспериментов с магнитными жидкостями, в частности, обеспечивать фильтрацию изображений, получать информацию о наличии «неприкосновенных» областей, получать координаты и траектории конвективных ячеек.

Описание программного комплекса

В качестве основного инструмента для достижения цели работы была выбрана библиотека компьютерного зрения «OpenCV». Данный выбор обусловлен тем, что, в отличие от графических редакторов и пакетов приклад-

Производившаяся исследователями «ручная» обработка имеет ряд сложностей (рис. 1). Необходимо устранять помехи на каждом из исходных изображений (битые пиксели, царапины на стекле полости, в которой проводится эксперимент, и т. п.), а также, что очень сложно и затратно по времени делать вручную, нужно определять местоположение каждой конвективной ячейки на каждом кадре, получать траекторию каждой ячейки в течение всего времени движения для определения «неприкосновенных» областей. Исследователями данные изображения

ных программ для научных и технических расчетов, с её помощью можно создать независимую программу, которая позволит автоматизировать процесс обработки экспериментальных данных и получать на выходе как можно больше интересующей информации. Для создания программного комплекса использовались языки программирования Си и Си++.

Для определения координат ячеек, их траекторий и получения информации о наличии или отсутствии «неприкосновенных» областей, необходимо найти эти ячейки на изображении. Одним из подходов к поиску объекта является поиск характерных признаков, например выделение границ (Edge detection), выделение углов (Corner detection), выделение блобов (Blob detection) и др. Блоб – это единая группа пикселей на изображении, у которых есть некая общая характеристика (например, яркость или цвет). Поскольку ячейки обладают такой характеристикой, то можно использовать детектор блобов для обнаружения частиц и координат их центров.

Однако перед применением данного детектора необходимо подготовить (улучшить) изображение. В частности, для уменьшения вероятности ложного срабатывания детектора выполняется удаление шумов на изображении посредством фильтра Гаусса. Затем производится бинаризация, что позволяет получить черно-белые изображения с отчетливо различимыми ячейками. Следует отметить, что в текущей версии программного комплекса не производится выравнивание освещённости (неравномерность освещённости исходных изображений устранялась в ручном режиме исследователями). Для решения этой подзадачи в будущем планируется встроить ретинекс-алгоритмы. В результате обработки исходных изображений описанной цепочкой фильтров и детектором блобов:

1. были получены видеоряды, на которых красными окружностями обведены ячейки, захваченные детектором (рис. 2);

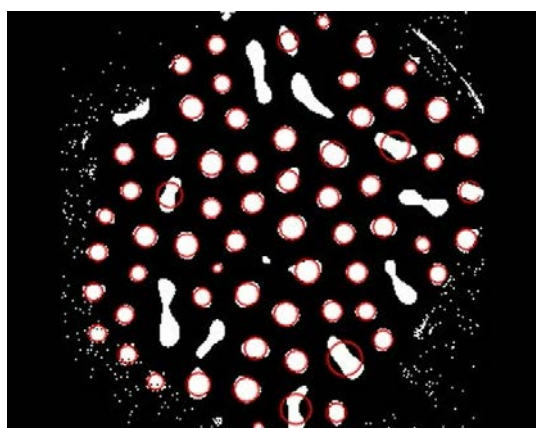


Рис. 2. Результат работы детектора блобов



Рис. 3. Прорисовка траекторий движения ячеек

2. эти же окружности последовательно выводились и накладывались на белый фон. Благодаря небольшому сдвигу ячеек между кадрами, окружно-

сти фактически прорисовывали траектории движения ячеек, что позволило обнаружить наличие или отсутствие «неприкосновенных» областей (рис. 3).

3. в файл были выведены координаты центров этих окружностей, т. е. примерные координаты ячеек;

4. эти точки последовательно прорисовывались на белом фоне, выстраивая таким образом траектории движения центров захваченных детектором ячеек (рис. 4).

Поскольку вывод окружностей учитывает движения только тех ячеек, которые были захвачены детектором (на практике — это не все ячейки), то для определения «неприкосновенных» областей был также использован реализованный в «OpenCV» Farneback Polynomial Expansion Algorithm, который рассчитывает все сдвиги между последовательными изображениями (рис. 5).

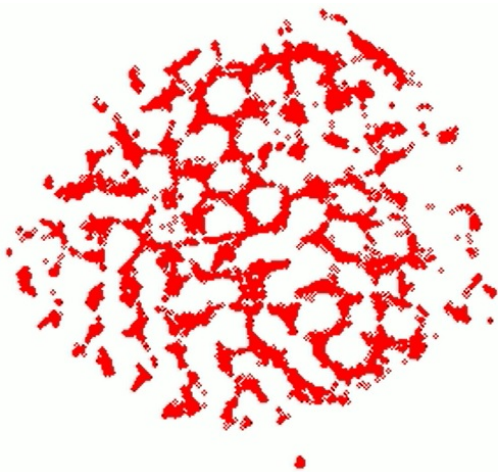


Рис. 4. Траектории движения центров обнаруженных ячеек

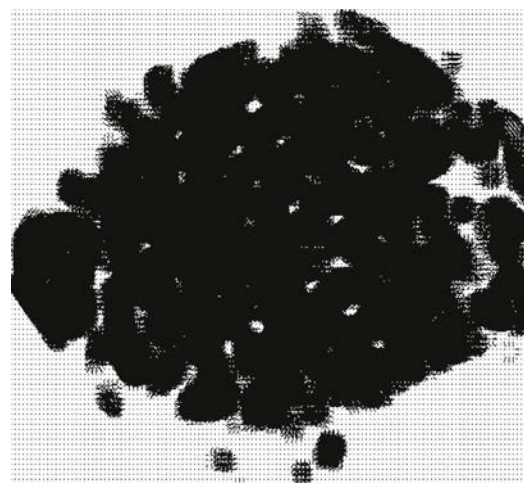


Рис. 5. Определение «неприкосновенных» областей с помощью Farneback Polynomial Expansion Algorithm

Результаты

Разработанный программный комплекс обеспечивает фильтрацию равномерно освещенных изображений, отображает наличие или отсутствие «неприкосновенных» областей, находит координаты и строит траектории движения конвективных ячеек.

Результаты фильтрации равномерно освещенных изображений и нахождения «неприкосновенных» областей в работах исследователей и в данной работе совпали. Скорость работы программы сравнима со временем проигрывания видео, то есть затрачиваемое на анализ время в разы меньше того, которое было потрачено исследователями при «ручной» обработке.

Новым, по сравнению с «ручным» методом обработки, является то, что программный комплекс позволяет вычислять и сохранять массивы, которые

содержат координаты центров ячеек в последовательные моменты времени, что предоставляет новые возможности и новую информацию для дальнейшего, более глубокого анализа эксперимента. В частности, особый интерес представляет информация о времени жизни ячеек и скорости их перемещения.

В будущем планируется добавить алгоритмы обработки неравномерно освещенных изображений, произвести доработки по автоматизации подбора порога бинаризации и размера матрицы свертки фильтра Гаусса.

Список литературы

1. *Kolchanov N. V., Putin G. F.* Gravitational convection of magnetic colloid in a horizontal layer // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2015. Vol. 89. P. 90–101.
2. *Казанцев М. Ю., Колчанов Н. В.* О гравитационной конвекции в коллоидах // *Вестник Пермского университета. Серия: Физика*. 2012. Вып. 4 (22). С. 79–82.
3. *Kolchanov N. V., Arefyev I. M.* Thermal convection in a layer of magnetic colloid based on a single-component fluid // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 111. P. 1112–1120.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ НА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СЕТКЕ

М. В. Никулин^a, М. В. Ваганов^{a,b}

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

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

В статье обсуждается задача моделирования образования структур из магнитных частиц в жидкостях, гелях и эластомерах под действием внешнего магнитного поля. Вместо континуального подхода движение частиц рассматривается в двумерном пространстве, разбитом на шестиугольные ячейки (гексы). Взаимодействие магнитных частиц описано в приближении точечных диполей. На основе математической модели системы разработана программа, позволяющая моделировать движение и структурирование магнитных частиц в различных веществах.

Ключевые слова: магнитные частицы, магнитная жидкость, магнитный эластомер

SIMULATION INTERACTION MAGNETIC PARTICLE ON HEXAGONAL NET

M. V. Nikulin^a, M. V. Vaganov^{a,b}

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

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

The task discussed in the article covers modelling of magnetic particle structuring in liquids, gels and elastomers under the influence of an external magnetic field. Instead of employing the continuous approach, the particles movement in a two-dimensional space divided into hexagonal cells (tiles) is considered. The interaction of magnetic particles is described in the point dipole approximation. Based on the mathematical model a software was developed, allowing one to simulate movement and structuring of magnetic particles in different medium.

Keywords: magnetic particles, magnetic fluid, magnetic elastomer

Введение

Магнитные композитные вещества, а именно, магнитные жидкости, гели, эластомеры содержат магнитные частицы, которые могут обладать как постоянным магнитным моментом, так и наведенным внешним полем. Магнитный момент каждой частицы стремится выровняться по направлению локального поля в месте нахождения рассматриваемой частицы. В случае ферромагнитных частиц, если между моментом и полем образуется угол отличный от 0 или π радиан, вследствие магнитной анизотропии на частицу начинает действовать момент сил, поворачивающий ее. Кроме того, в неоднородном поле частицы, обладающие магнитным моментом, затягиваются в область более сильных полей. Т.к. магнитные частицы сами могут служить источником магнитного

поля, они взаимодействуют друг с другом, перемещаясь в матрице немагнитного вещества. Взаимодействуя, магнитные частицы могут агрегировать, т.е. собираться в кластеры, цепочки и другие структуры, при этом меняются и векторные магнитные моменты частиц [1]. Существование таких процессов делает возможным изменение и управление магнитомеханическими свойствами всего образца с помощью внешнего магнитного поля, позволяя применять магнитные материалы в устройствах контролируемых полем [2].

В данной работе ставится задача исследования процесса формирования частицами структур в магнитных композитах. Не всегда необходима высокая точность для расчета конкретных положений, в которые перейдут частицы в результате взаимодействия друг с другом: можно ограничиться моделью, в которой частицы будут перемещаться в дискретном пространстве, разбитом на области, в центре которых будут находиться частицы.

Модель взаимодействия частиц

Мы будем рассматривать движение сферических однодоменных ферромагнитных частиц в плоскости, как движение точечных магнитных диполей в двумерном дискретном, разбитом на гексагональные ячейки пространстве. Точечные диполи будут располагаться в центре моделируемых частиц.

Как известно [3–5], магнитный момент – величина, характеризующая магнитные свойства вещества. Для шара магнитный момент:

$$\mathbf{m} = \frac{4}{3}\pi a^3 \mathbf{M}_s,$$

где a – радиус частицы, \mathbf{M}_s – вектор спонтанной намагниченности.

Напряженность магнитного поля, создаваемого магнитным диполем можно получить с помощью формулы:

$$\mathbf{H} = \frac{m}{4\pi|r|^3} (3(\boldsymbol{\mu} \mathbf{e}_r) \mathbf{e}_r - \boldsymbol{\mu}),$$

где \mathbf{r} – расстояние от диполя до текущей точки, $\boldsymbol{\mu}$ – единичный вектор магнитного момента, \mathbf{e}_r – единичный вектор в направлении.

Также известно выражение для силы взаимодействия между двумя магнитными диполями \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 :

$$\mathbf{F} = \frac{3\mu_0}{4\pi} \frac{m_2 m_1}{r^4} \left((\mathbf{m}_1 * \mathbf{R}) \mathbf{m}_2 + (\mathbf{m}_2 * \mathbf{R}) \mathbf{m}_1 + (\mathbf{m}_1 * \mathbf{m}_2) \mathbf{R} - \frac{5(\mathbf{m}_1 * \mathbf{R})(\mathbf{m}_2 * \mathbf{R})}{r^2} \mathbf{R} \right).$$

Для конкретизации дальнейшего описания мы будем рассматривать однодоменные ферромагнитные частицы, состоящие из интерметаллида NdFeB. Максимальный размеры NdFeB частиц, при котором их еще можно считать однодоменными, равен 0.21 мкм [6], при этом величина намагниченности насыщения равна 1.2 МА/м [7].

Перейдем к описанию двумерного дискретизированного пространства. Сетка пространства состоит из правильных шестиугольников и строится таким образом, что в центре находится шестиугольник, а от каждой его грани строится такой же шестиугольник (далее гексы).

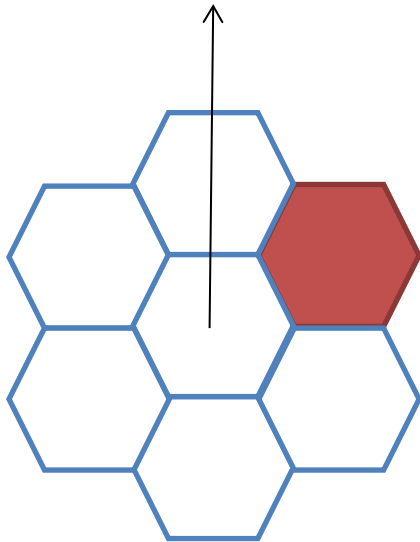


Рис. 1. Пример пространства с двумя уровнями и частицей в гексе (1, 1)

На рис. 1 пример пространства с двумя уровнями: нулевым и первым. Говорим, что частица (красный гекс) расположена в гексе с координатами (1, 1), т.к. нумерация гексов начинается с нуля, в направлении от главной оси по часовой стрелке.

Действительно, данная сетка позволяет нам ввести подобие полярной системе координат. У данной системы есть начальный гекс, где мы располагаем, начало нашей полярной системы это будет наш нулевой уровень. На первом уровне у нас существует шесть гексов прилегающих к нулевому уровню. Очевидно, что расстояние между центрами двух

соседних гексов равно диаметру окружности, вписанной в ячейку. С ростом уровня растет и количество гексов на нем, но начиная с первого уровня, прослеживается зависимость: на следующем уровне будет на шесть гексов больше чем на предыдущем. Также, мы можем определить расстояние от начала координат до произвольной ячейки на n -м уровне $r_n = 2nR$ и угол, на который текущая ячейка отклоняется от полярной оси $\alpha_i = 360/i$, i – координата гекса в текущем уровне, а R – радиус вписанной в гекс окружности.

Договоримся в нашей первой модели ввести следующие приближения: магнитный момент частиц будет всегда направлен по полярной оси, разрешим частицам двигаться строго скачками между областями нашей сетки. Начальную скорость частиц положим равной нулю, трение между частицами пренебрежимо мало, взаимные соударения частиц абсолютно упруги и все частицы имеют форму круга с радиусом вписанной в гекс окружности. Если центр частицы находится в гексе, мы будем считать, что частица находится в центре.

Алгоритм расчета перемещения частиц

Чтобы на начальном этапе исключить ситуацию, когда в один гекс одновременно хотят попасть несколько частиц, важно также ввести условие, чтобы за один цикл моделирования смещалось как можно меньше частиц. Таким образом, длительность одного цикла будет определяться временем,

за которое хотя бы 1 частица переместится в соседний гекс. Отсюда можно положить, что в начальный момент времени

$$t_{\text{цикла}} = \frac{2R}{V(F_{\text{max}})}$$

Будем считать, что частицы в начальный момент не двигались. Тогда начальная скорость и ускорение могут быть найдены по известным формулам:

$$V_0 = at_{\text{цикла}},$$

$$F_{\text{max}} = ma,$$

где F_{max} – максимальная равнодействующая сила среди всех частиц в моделируемой системе, m – масса одной частицы, a – ускорение.

Для i -го цикла:

$$V_i = V_{(i-1)} + at_{(i-1)}$$

$$a_i = F_i/m$$

То есть при каждом следующем цикле у нас изменяется V_i , F_i , a_i .

Могут быть случаи, когда 2 частицы с одинаковой скоростью стремятся в одну и ту же точку.

Частицы у нас все одинаковые, поэтому можно ввести вероятностный характер (сдвинется лишь одна из частиц; вероятность сдвига той или иной частицы обратнопропорциональна количеству частиц стремящихся в данную точку с одинаковой скоростью. Алгоритм должен запоминать расстояние, пройденное на прошлом шаге, если частица не смогла переместиться в соседний гекс и направление движения не изменилось).

Результаты моделирования

Для автоматизации расчетов была разработана программа на языке C#. Далее рассмотрим примеры моделирования систем магнитных частиц. В процессе моделирования ожидаем, что частицы будут выстраиваться в линию (связано это с тем, что в модели мы жёстко зафиксировали направление магнитных моментов частиц).

Сначала смоделируем движение 2 частиц. На рис. 2 изображено начальное и конечное расположение двух частиц в пространстве: как и ожидалось, магнитные частицы соединились в положении «голова-хвост». Так как частицы разделял лишь один гекс, достаточно было одного цикла моделирования для расчета перемещений. Согласно вероятностному подходу, в центральный гекс переместилась верхняя частица, хотя в другой реализации расчетов с той же вероятностью могла переместиться нижняя.

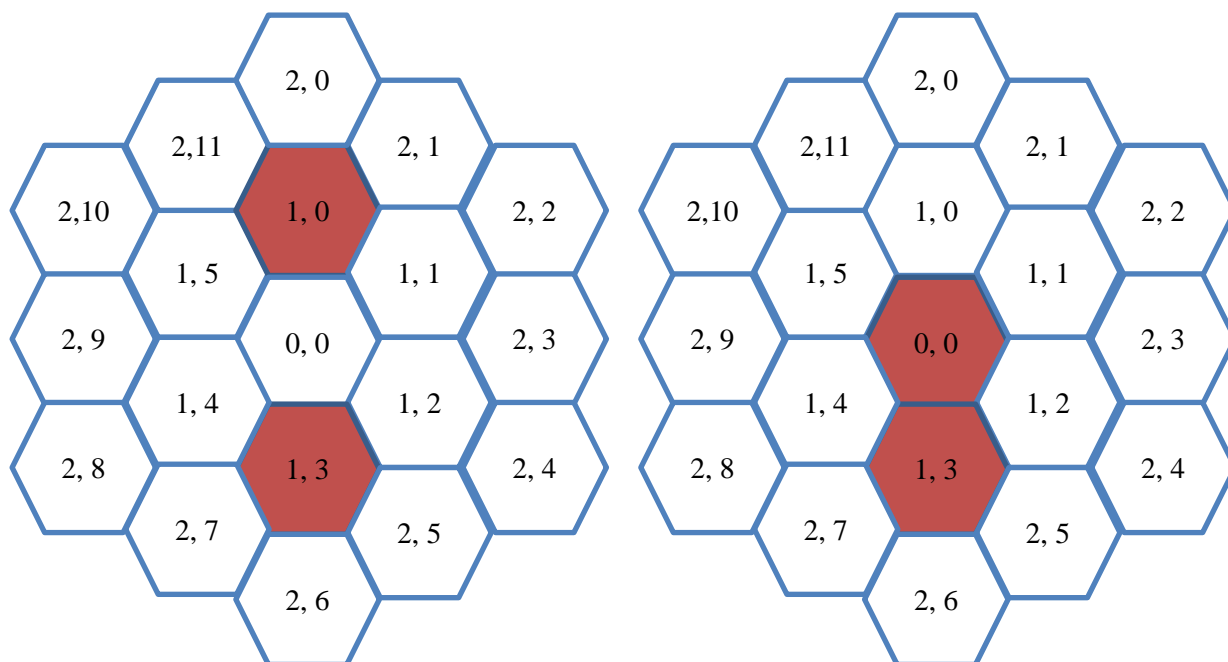


Рис. 2. Расположение двух магнитных частиц в пространстве из трех уровней: разница в один цикл перемещения.

Рассмотрим движение трех частиц. На рис. 3 изображено начальное и конечное расположение трех частиц в пространстве: как и ожидалось частицы, находившиеся в гексах (2,1) и (2,5), соединились. Гораздо интереснее рассмотреть поведение третьей частицы, которая находилась в гексе (2,9): она переместилась на одну ячейку вверх в соответствие с распределением магнитного поля в начальный момент моделирования. Дальнейшее поведение частиц можно предугадать: они будут выстраиваться в одну линию.

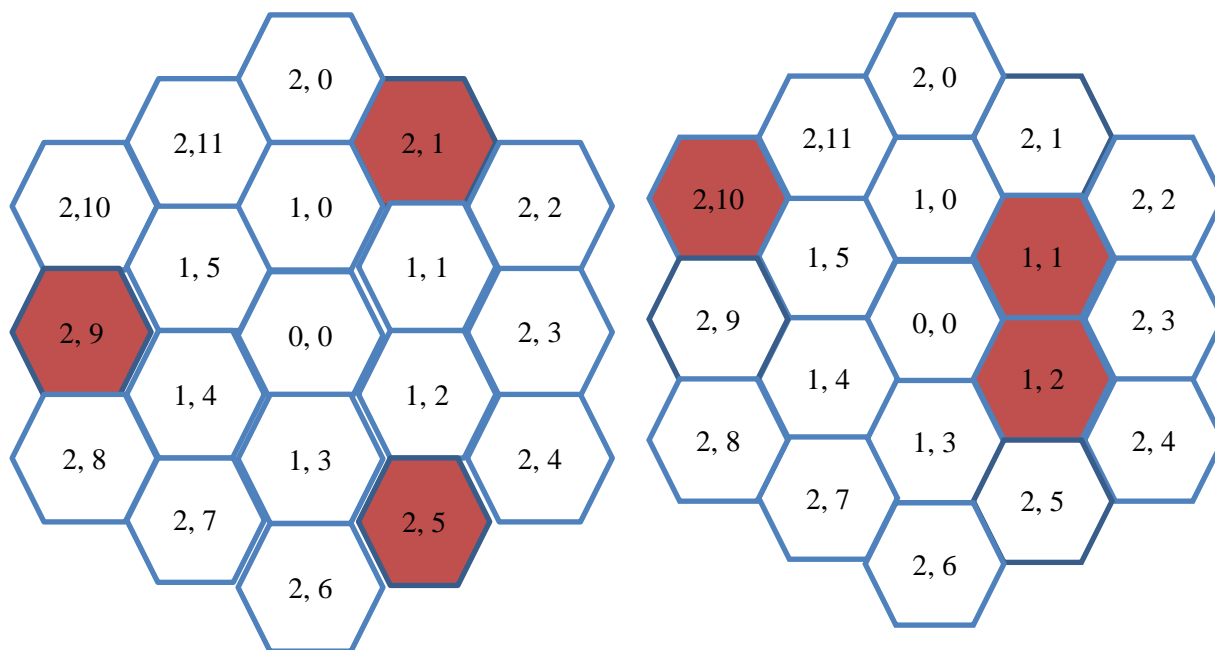


Рис. 3. Расположение трех магнитных частиц в пространстве из трех уровней: разница в один цикл перемещения

Ограничение разработанной модели на неизменное положение магнитных моментов частиц не позволяет смоделировать структурирование частиц в кучевые кластеры и цилиндры, но это явным образом определяет ее дальнейшее развитие и план будущих работ. Тем не менее, представленный алгоритм допускает качественно моделировать выстраивание магнитных частиц в характерные цепочки, наблюдаемые в эксперименте [1]. Созданная программа автоматизирует этот процесс.

Список литературы

1. *Pshenichnikov A. F., Fedorenko A. A.* Chain-like aggregates in magnetic fluids // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007. Vol. 292. P. 332–344.
2. *Nguyen V. Q., Ahmed A. S., Ramanujan R. V.* Morphing Soft Magnetic Composites // *Advanced Materials*. 2012. Vol. 24 (30). P. 4041–4054.
3. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
4. *Coeu J. M. D.* Magnetism and Magnetic Materials. UK : Cambridge Uni. Press, 2009. 614 p.
5. *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. Том 3: Электричество. М.: Физматлит, 2004. 687 с.
6. *Guimarães A. P.* Principles of Nanomagnetism. NY.: Springer, 2007. 330 p.
7. *Croat J. J., Herbst J. F.* Rapidly Solidified Neodymium-Iron-Boron Magnets. UK.: Woodhead Publishing, 2017. 382 p.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СЕНСОРНОЙ КОМНАТЫ

Р. М. Ханнанов, В. Б. Поляков

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

Рассматриваются принципы построения релаксационной сенсорной комнаты и техническое решение для её реализации. Основное внимание уделено формированию фоновой подсветке при воспроизведении релаксационного сценария. Для технической реализации используется микроконтроллерная платформа ARDUINO MEGA 2560. Обсуждается возможность расширения функциональных возможностей системы.

Ключевые слова: релаксационная сенсорная комната; свет; цвет; звук; управление

CONTROL SYSTEM FOR A RELAXING SENSORY ROOM

R. M. Hannanov, V. B. Polyakov

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

The principles of construction of a relaxation sensory room and a technical solution for its implementation are considered. The main attention is paid to the formation of the background illumination during the playback of the relaxation scenario. For technical implementation, the ARDUINO MEGA 2560 microcontroller platform is used. The possibility of extending the functionality of the system is discussed.

Keywords: relaxation sensory room; light; color; sound; control

На здоровье человека, его психоэмоциональное состояние влияют различные внешние факторы, которые могут быть как положительными, так и отрицательными. Ритм жизни современного активного человека, его постоянное нахождение в стрессовых ситуациях приводят к дисбалансу его психоэмоционального состояния и к деструктивным последствиям для здоровья. Актуальной задачей является выведение человека из стрессовой ситуации и приведение его в состояние психоэмоциональной гармонии. Один из подходов при решении данной проблемы основан на использовании релаксационной сенсорной комнаты. Релаксационная сенсорная комната – это определенным образом организованная окружающая среда, которая влияет на органы чувств человека и оказывает расслабляющее, успокаивающее действие. Для воздействия на различные органы чувств человека используют разнообразные стимулы: свет (яркость, формы) и цвет (распределение в пространстве, сочетание), звуки (музыка, природные шумы), запахи (эфирные масла, соляные растворы), тактильные ощущения (давление, вибрация) и т. д. Комплексное активация различных раздражителей приводит к синергетическому эффекту, поэтому в релаксационных сенсорных комнатах целесообразно использовать весь арсенал доступных средств.

Для технической реализации сенсорных комнат существуют различные решения, но, как правило, они имеют ограниченный набор сочетаний стимуляторов, либо используют подходы, которые мало эффективны с точки зрения современных знаний о релаксационных процессах нервной системы. Например, светомузыка, построенная на разделении музыкального сопровождения по частотным каналам и сопоставлении этим каналам определенного цвета не всегда способна оказывать релаксирующий эффект.

Цель данной работы - обеспечить с помощью технических средств согласованное использование воспроизводимого видеоряда со светом, цветом и звуковым сопровождением во время сеанса в релаксационной сенсорной комнате.

Для достижения поставленной цели в данной работе рассматриваются следующие задачи:

- формирование целостного образа из видеоряда и светового, цветового и звукового сопровождения для используемого релаксационного сценария;
- построение системы совместного управления видеопоследовательностью, светом, цветом и звуком.

При решении первой из указанных задач, в частности, использовались подходы, которые рассматриваются в работе [1], где рекомендуется распределять цвет в трех уровнях: вверху, на уровне глаз, внизу. Для сценариев, используемых в релаксационной сенсорной комнате, экспериментально были подобраны цвета и их сочетания для нескольких музыкальных композиций и видеозаписей. Световое пространство формируется по яркости и цвету, обеспечивая его адаптацию к воспроизводимому видеоряду и звуковому сопровождению. Яркость свечения подстраивается под уровень громкости звука (чем ниже уровень громкости, тем меньше яркость свечения и наоборот) и плавно циклично изменяется во время выполнения сценария релаксации. Также учитывается, что при создании сценария релаксации яркость фона не должна преобладать над яркостью воспроизводимого видеопотока, а используемые цвета должны сочетаться.

Решение второй задачи сводится к технической реализации принципов, которые сформулированы при решении первой задачи. Структурная схема системы управления сенсорной комнаты, которая удовлетворяет ранее рассмотренным требованиям, представлена на рис. 1. Проектор А1, предназначен для создания изображения на большом экране. Для подключения проектора к компьютеру используется интерфейс VGA. Управление проектором (яркость, контрастность и т.д.) производится по ИК (инфракрасному) каналу пультом дистанционного управления. Через интерфейсы VGA, Audio Output, USB персонального компьютера А2 организуется совместная работа всех элементов системы. Интерфейс USB задействован для адаптера USB to AUDIO А3, используемого для формирования звукового канала, с которым соединена акустическая система А4. Сигнал звукового сопровождения от Audio Output персонального компьютера А2 через блок согласования А5, который служит для фильтрации постоянной составляющей сигнала и уста-

новки рабочей точки на половине от полной шкалы АЦП микроконтроллера, транслируется на микроконтроллерную платформу ARDUINO MEGA 2560 – А6. Микроконтроллерная платформа А6 служит для синхронизации музыкального сопровождения и фоновой подсветки, которая формируется с помощью блока светодиодов RGB (RED-GREEN-BLUE) – А8, построенного на базе светодиодных RGB лент. Сигналы управления от А6 усиливаются блоком силовых ключей А7 и модулируют яркость свечения и сочетание цветов светодиодов. Блок выбора режима А9 служит для переключения режимов фоновой подсветки: идентификация (выполняется анализ музыкального фрагмента и запуск соответствующего ему фоновому световому и цветовому сопровождению) или автономный режим (световое и цветовое сопровождение формируются независимо от звукового сопровождения по одной из заранее заданной схем). На персональном компьютере А2 хранятся аудио и видеофайлы, которые используются парами, при воспроизведении заранее выбранного сценария релаксации. В системе используются два аудиоканала, формируемые на персональном компьютере А2 через интерфейсы Audio Output и USB. Такой подход позволил независимо, с помощью эквалайзеров, формировать АЧХ (амплитудно-частотную характеристику) в данных трактах и, соответственно, влиять на качество звукового сопровождения и фоновой подсветки.

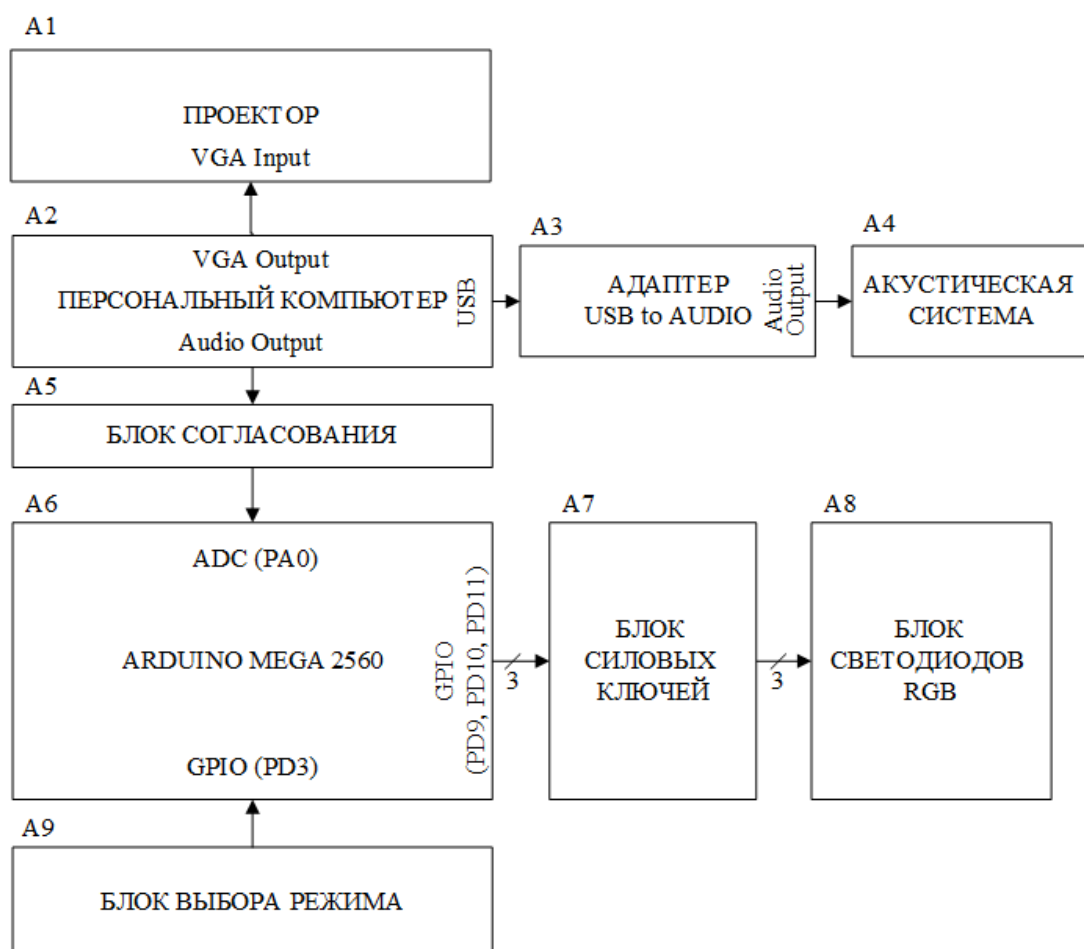


Рис. 1 Структурная схема системы управления сенсорной комнаты

Управление системой осуществляется от персонального компьютера А2. При запуске, одного из заранее заготовленного, сценария на проектор А1 выводится видеопоследовательность, а через акустическую систему А4 воспроизводится, соответствующая ей музыка. Одновременно звуковой сигнал поступает на микроконтроллерную платформу А6, где, в зависимости от режима, либо происходит его программная идентификация для определения параметров (период изменения яркости, амплитуда модуляции яркости), используемых для фоновой подсветки и затем запускается соответствующая ему фоновая подсветка, либо, если выбран автономный режим, динамика фоновой подсветки соответствует одному из заранее подготовленных сценариев.

В настоящее время система управления для релаксационной сенсорной комнаты находится в опытной эксплуатации. Для расширения набора функций системы можно использовать универсальный шлюз IoT [2], реализующий конвертацию интерфейсов Wi-Fi в ИК. При этом необходимо дополнить персональный компьютер интерфейсом Wi-Fi (IEEE 802.11b/g/n). Это позволит интегрировать в систему возможность управления проектором (яркость, контрастность и т.д.) через ИК канал, а также с помощью кондиционера, который также имеет ИК интерфейс управления, поддерживать комфортный микроклимат (температура, влажность) в релаксационной сенсорной комнате, изменяя его, при необходимости, по мере исполнения сценария релаксации.

Список литературы

1. *Монаков П. А.* Цветотерапия эмоциональной жизни в профессии // Молодежь и научно-технический прогресс. Серия: Психология. 2017. С. 405–407.
2. *Крупинин М. А., Поляков В. Б.* Универсальный шлюз IoT. // Материалы региональной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Физика для Пермского края». Вып. 9. Пермь, 2016. С. 134-137.

ЦИФРОВОЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ЁМКОСТИ КОНДЕНСАТОРОВ

Н. Н. Белых, А. В. Манцуров

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

В работе представлена разработка цифрового измерителя ёмкости конденсаторов на основе дискретного метода измерения. Прибор выполнен на базе микроконтроллера ATmega16 (Atmel).

Ключевые слова: конденсатор; ёмкость; микроконтроллер

DIGITAL MEASURER OF CONDENSER CAPACITANCE

N. N. Belyh, A. V. Mantsurov

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

The paper describes the development of the digital capacitance meter using the discrete measurement method. The device is based on the microcontroller ATmega16 (Atmel).

Keywords: capacitor; capacity; microcontroller

Измерители ёмкости находят широкое применение как на производстве так и в радиолюбительской практике. Чаще всего, это приборы, имеющие небольшие размеры, но имеющие низкую точность, или наоборот, приборы больших размеров с высокой точностью измерения. Разработанный прибор с применением микроконтроллера является компромиссом по соотношению точности и габаритов. Уменьшению габаритов служит применение индикатора с последовательным вводом информации, а также использование модульных схем и использование SMD технологии, то есть технологии поверхностного монтажа, это позволяет использовать электронные компоненты меньших размеров и устанавливать их на плату с двух сторон.

Принцип работы предлагаемого измерителя ёмкости основан на измерении времени, за которое заряжается конденсатор. Применение в данной конструкции микроконтроллера и жидкокристаллического индикатора позволило создать простой, малогабаритный, дешёвый и удобный в использовании прибор, имеющий достаточно высокую точность измерений. При работе с прибором не нужно совершать дополнительных манипуляций с органами управления, достаточно просто подключить измеряемый элемент и считать показания с индикатора.

Техническое задание:

- диапазон измеряемых ёмкостей 5 нФ – 100 мкФ,
- напряжение первичного питания от 6-40 В,
- максимальный потребляемый ток 300 мА,
- точность измерения не хуже 2 %,
- шаг измерения 5 нФ.

Принцип работы прибора построен на модификации дискретного метода счета [1], суть которой заключается в пересчете времени зарядки конденсатора в его ёмкость. Рассмотрим временную зависимость зарядки конденсатора (рис. 1), чтобы ограничить временной промежуток, нужно ограничить напряжение U_1 - нижняя граница, U_2 - верхняя граница.

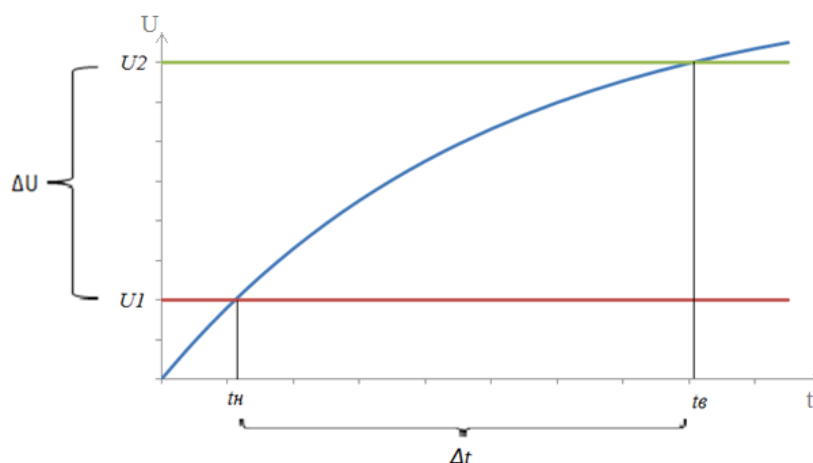


Рис. 1. Временная зависимость зарядки конденсатора

Используя закон Ома, можем получить выражение для вычисления верхней и нижней границы напряжения зарядки конденсатора. (E -напряжение источника питания, R - заряжающий резистор, C - измеряемая ёмкость)

$$U_2 = E(1 - e^{-\frac{t_E}{RC}}),$$

$$U_1 = E(1 - e^{-\frac{t_H}{RC}}).$$

После перехода от напряжений к времени зарядки, можно найти разность между верхней и нижней границей временного промежутка.

$$\Delta t \Big|_{U_1}^{U_2} = RC \left(\ln \left(\frac{E^2}{(E - U_2)(E - U_1)} \right) \right).$$

Из этой зависимости следует, что время Δt пропорционально ёмкости конденсатора. Следовательно, ёмкость может быть вычислена из времени зарядки конденсатора.

$$C = \frac{\Delta t \Big|_{U_1}^{U_2}}{R \left(\ln \left(\frac{E^2}{(E - U_2)(E - U_1)} \right) \right)}.$$

Ниже (рис. 2) представлена упрощённая схема работы микроконтроллера. Зарядка конденсатора происходит от источника питания ИП, через резистор R_2 . Для управления зарядкой к пину микроконтроллера подключен

транзистор T2. В начале работы, после включения источника питания, через вход микроконтроллера GPIO 1 открывается транзистор T2.

С выхода компаратора [2] K1 поступает сигнал на микроконтроллер, т.е. на линию внешнего прерывания EXTInt0. Сразу после того как произошло нулевое прерывание, происходит инициализация и запуск 16- битного таймера T1.

Таймер Timer1 настроен на режим переполнения [3]. В регистре таймера TCNT1 хранится число тактов, которые сосчитал счетчик. Число переполнений ovf, хранится в памяти микроконтроллера.

После срабатывания второго компаратора K2, происходит первое прерывание EXTInt1. В прерывании останавливается таймер и совершается пересчет времени, которое зависит от ovf и TCNT1 в ёмкость исследуемого конденсатора.

Результат измерения выводится на LCD экран, после чего регистры ovf и TCNT1 обнуляются.

Разрядка конденсатора производится с помощью транзистора T1.

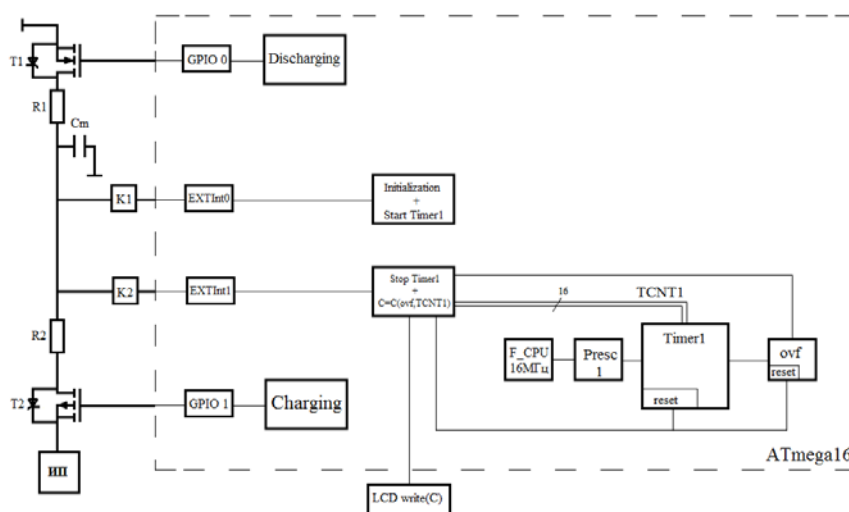


Рис. 2. Схема работы микроконтроллера

Ниже представлен реальный вид разработанного устройства (рис. 3).

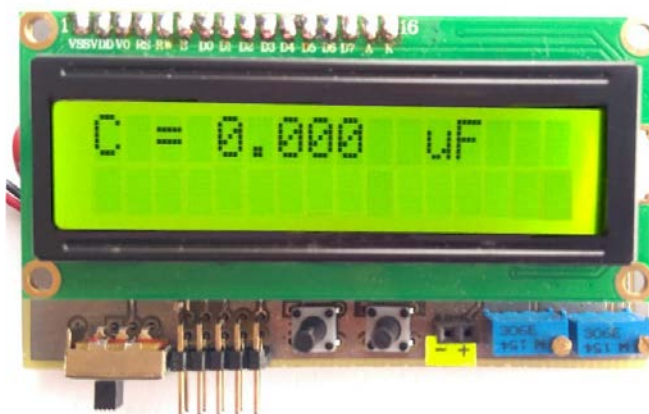


Рис. 3. Реальный вид устройства

После проведенных измерений был выявлен недостаток данного метода. Из-за нестабильностей источника питания может возникать нестабильность верхнего порога напряжения U_2 (рис. 4а). Пусть это напряжение может изменяться в промежутке от $U_2 - \varepsilon$ до $U_2 + \varepsilon$. Это значит, что время измерения будет больше или меньше истинного на величину 2ζ . Рассмотрим графики зарядки трех конденсаторов, причем $C_1 < C_2 < C_3$ из графика видно, что чем больше ёмкость конденсатора, тем больше промежуток времени от $-\zeta$ до $+\zeta$, в котором может сработать второй компаратор. Уменьшить этот промежуток можно двумя способами. Первый способ заключается в уменьшении верхней границы напряжения U_2 , при смещении верхнего уровня напряжения, временной промежуток уменьшается, и как следствие, уменьшается нестабильность измерений. Эта зависимость наглядно проиллюстрирована на графике (рис. 4б). Области нестабильности при более высоком верхнем уровне напряжения заштрихованы, а области для уменьшенного порогового напряжения выделены сплошным цветом.

Второй способ – в уменьшении времени заряда, путем уменьшения зарядного сопротивления, но при этом измениться диапазон измеряемых ёмкостей снизу.

Так же существует третий способ избавиться от большого временного промежутка, можно снимать показания не в момент зарядки конденсатора, а в момент разрядки, так как при полной зарядке конденсатора можно отключить источник питания. Без влияния от источника питания ε стремится к нулю, а значит и ζ стремится к нулю.

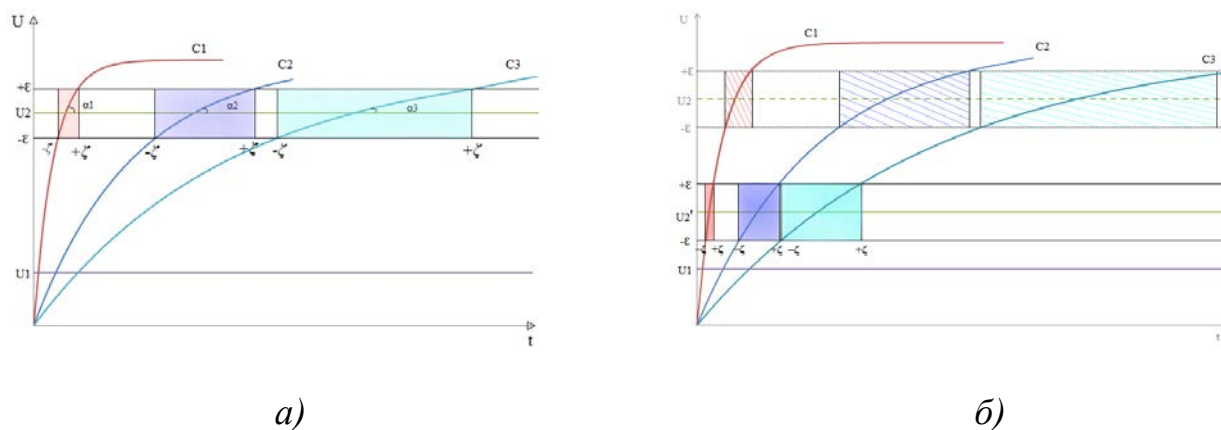


Рис. 4. а) обоснование нестабильности измерений; б) зависимость уменьшения временного промежутка при уменьшении верхнего порогового напряжения

Используя первый метод, произведены вычисления среднеквадратического отклонения, при двух режимах работы прибора (верхняя граница напряжения 2 или 4 В). Эксперимент показывает, что квадратическое отклонение возрастает с ростом ёмкости конденсатора (рис. 5). При режиме с верхним пороговым напряжением равным $U_2 = 2\text{В}$, нестабильность резуль-

татов измерений, на больших ёмкостях, значительно меньше, чем результаты с более высокой границей верхнего напряжения.

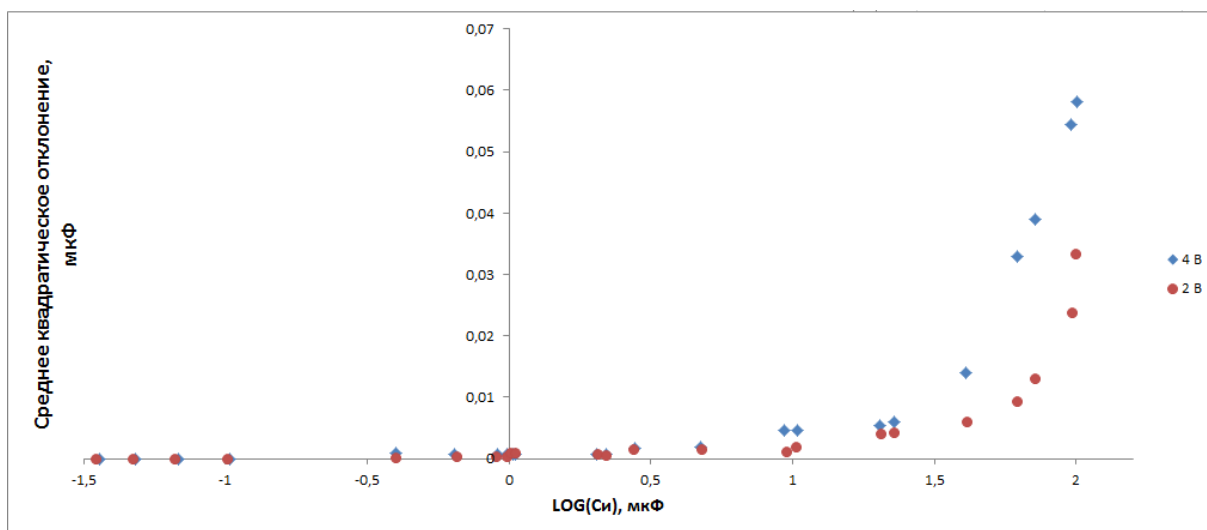


Рис. 5. Зависимость среднего квадратического отклонения от измеряемой ёмкости при двух режимах работы прибора

В ходе работы подтверждено предположение о возможной нестабильности источника питания. Выбран оптимальный режим работы прибора, с наименьшей нестабильностью показаний. При проведении испытаний определено, что погрешность не превышает заданную.

Список литературы

1. Кушнир Ф. В. Электрорадиоизмерения: учебное пособие для вузов. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отделение, 1983. 320 с.
2. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. М.: Мир, 1982. 512 с.
3. Datasheet ATmega16. Atmel Corporation, 2002. 349 p.

ЭЛЕКТРОННЫЙ КОДОВЫЙ ЗАМОК С ВРЕМЕННОЙ ПЕРЕКОДИРОВКОЙ

М. П. Вахрутдинова, А. В. Манцуров

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

В работе представлена разработка и изготовление электронного кодового замка с временной перекодировкой. Замок выполнен на основе микроконтроллера ATmega16.

Ключевые слова: замок; разработка; устройство

ELECTRONIC CODE LOCK WITH TEMPORARY TRANSFER

M. P. Vahrutdinova, A. V. Mantsurov

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

The article represents development and production of an electronic code lock with a temporary transcoding. The electronic code lock part was created on the microcontroller on ATmega16.

Keywords: lock; development; device

Классифицировать электронные кодовые замки можно по многим признакам, которые охватывают достаточно большую область применения, начиная от функциональности и заканчивая степенью секретности.

Начнем рассмотрение с **функционального назначения**. Наиболее часто встречаются замки с системами охранной сигнализации. Где главная их функция – это защита каких-либо ценностей. По этому признаку замки подразделяются на изделия для сигнализации для стационарных объектов, для охраны жилых и производственных помещений без сигнализации и оповещения и с системами охранной сигнализации для подвижных объектов.

Самым важным классификационным признаком для многих замков является **конструктивное исполнение**. Устройства подразделяются на встраиваемые, автономные и комбинированные. Электронная часть замка собирается в отдельных корпусах и основана на базе микроминиатюризации, которая требует применения широкой номенклатуры маломощных и малогабаритных электрорадиоизделий и сборочных единиц.

Заключительные операции изготовления определяет **технология изготовления**. Это главный признак при оценке технико-экономических показателей таких как трудоемкость и себестоимость. В технологически простых замках принципиальная электрическая схема содержит набор электрорадиоэлементов. Замками средней технологической сложности являются электронные замки, работающие в составе охранных систем.

Электропитание таких замков обеспечивается вторичными источниками питания, которые в свою очередь, работают от сети переменного тока напряжением 220 В и частотой 50 Гц. Технологически сложные кодовые замки включают в состав множество электрорадиоэлементов. Такие устройства характеризуются повышенным уровнем трудоемкости. Их питание, как правило, комбинированное.

Классификация замков по **условиям применения** делится на такие группы как климатические и механические. Замок должен выбираться исходя из условий эксплуатации и применения, норм и требований технических устройств, конструктивного исполнения.

Устройства **электропитания** кодовых замков могут быть как самостоятельными изделиями, так и вторичными источниками питания. Это еще один вид классификации электронных кодовых замков, который зависит от рода тока и уровня напряжения (низкий до 100В, средний 100-1000В и высокий от 1000). По степени постоянства входного напряжения электропитание можно разделить на стабилизированное и нестабилизированное, которое оценивается по отклонению от номинального значения.

Классификация **по количеству охраняемых объектов**. Предполагается изготовление индивидуальных кодовых замков, предназначенных для защиты одного объекта.

Наконец, последняя классификация, которую мы рассмотрим – это классификация **по степени секретности**. Такие замки обычно делятся на замки обычного исполнения секретности, повышенной секретности, высокой степени секретности [1].

Электронный кодовый замок – это, прежде всего, надежное средство защиты от посторонних лиц. Внешне он выглядит как набор кнопок с цифрами. Для открытия такого замка потребуется ввести кодовую последовательность чисел, которую знает только обладатель замка.

Код для замка меняется каждую минуту из-за изменения времени, и разблокировать замок будет возможно, только если введена комбинация четырех цифр, сумма которых будет равна сумме цифр времени. Обязательно должно быть предусмотрено блокирование замка при неправильном вводе пароля, например, после трех неудачных попыток.

На рис. 1 приведена структурная схема электронного замка.



Рис. 1. Структурная схема

Роль исполняющего устройства играет электромеханический замок. Предполагается, что замок открывается подачей напряжения на исполняющее устройство. Только при открытии, через катушку пропускается ток, все остальное время замок обесточен. Сам электромеханический замок представляет собой катушку с пружиной и сердечником (рис. 2). Чтобы сердечник двигался, на катушку подается электрический ток, создающий магнитное поле, которое втягивает сердечник. А при отключении напряжения замок закрывается под действием пружины.

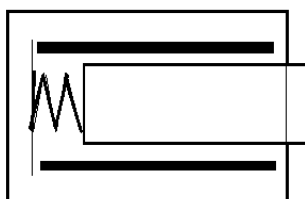


Рис. 2. Исполняющее устройство

В свою очередь, для работы исполняющего устройства понадобится усилитель мощности цифрового сигнала микроконтроллера, который играет роль силовой части. В связи с тем, что микроконтроллер не может обеспечить необходимую подачу напряжения и тока для открытия замка, используется усилитель сигнала на полевом транзисторе.

Так как паролем к замку является комбинация цифр, сумма которых равна сумме цифр времени, понадобится устройство, которое обеспечит систему часами - модуль часов реального времени DS1307. Данный модуль ведет подсчет реального времени в секундах, минутах, часах. Имеет 56 байт памяти ОЗУ для хранения данных. Автоматически определяет отключение основного источника питания и подключает резервный – батарею. Для нормальной работы DS1307 необходимо, чтобы напряжение батареи было в диапазоне от 2 до 3,5 В, к примеру литиевая батарея с ёмкостью 48 мА/ч или более при отсутствии питания будет поддерживать модуль более 10 лет. Есть 24-х часовой и 12-ти часовой режим. Потребляет не более 500 нА при питании от резервной батареи питания [2].

Для ввода пароля используется мембранная матричная клавиатура 3x4. Каждая кнопка является областью воздушного зазора между двумя диэлектрическими слоями с нанесенным на них токопроводящим покрытием. Дорожки покрытия одного слоя нанесены горизонтально, а другого вертикально. Нажатие на кнопку приводит к соединению дорожки одного слоя с дорожкой другого и замыканию.

Для вывода времени и введенного пароля используется жидкокристаллический дисплей модели LMO16L на основе микроконтроллера HD44780.

Для данной задачи микроконтроллер ATmega16 является самым подходящим. Объем памяти ПЗУ (16 КБ) достаточно для поставленной задачи. Также сам микроконтроллер удобно вписывается в монтажную схему и не занимает много места из-за своего небольшого корпуса. Количества выводов хватило для подключения всех необходимых элементов. Так же микроконтроллер имеет встроенную систему прерываний и оснащен сторожевым таймером, который предотвращает зависание системы [3].

Программа для микроконтроллера написана на языке программирования C++. Все настройки выполняются в программе.

Создана модель электронного замка (рис. 3).

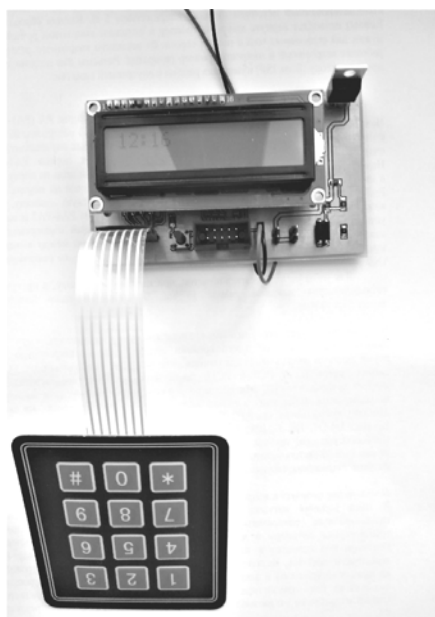


Рис. 3. Модель электронного замка

Список литературы

1. Сидоров И. Н. Электронные кодовые замки. СПб.: Полигон, 2000. 290 с.
2. Data Sheet DS1307. Maxim Integrated Products, 2015. 14 p.
3. Data Sheet ATmega16. Atmel Corporation, 2002. 309 p.

ЦИФРОВОЙ ВОЛЬТМЕТР

А. А. Задворных, А. В. Манцуоров

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

В работе представлена разработка электронного цифрового кодово-импульсного вольтметра. Данное устройство спроектировано на основе микроконтроллера ATmega16.

Ключевые слова: цифровой; кодово-импульсный; вольтметр; разработка; устройство

DIGITAL VOLTMETER

A. A. Zadvornyyh, A. V. Mantsurov

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

The article represents development of an electronic digital code pulse voltmeter. This device was based on the microcontroller ATmega16.

Keywords: digital; code pulse; voltmeter; development; device

Вольтметр – это прибор для непосредственного измерения напряжения в электрических цепях. Ни одна работа с электроприборами не обходится без данного устройства, позволяющего определить состояние оборудования и отдельных компонентов, их рабочие характеристики и предельные возможности.

В связи с широким распространением в промышленности, вольтметр, как устройство, которое обязано быть точным в измерении, совершенствовался и преобразовывался в зависимости от сферы деятельности, где его применение является необходимостью.

Таким образом, по назначению данные приборы делятся на вольтметры переменного тока и постоянного тока, которые используются для измерений в сетях соответствующего типа.

По принципу действия различают электронные и электромеханические вольтметры. Последние имеют относительно большую погрешность, что делает невозможным их использование в ходе экспериментов и исследований. Электронные вольтметры, которые в свою очередь делятся на аналоговые и цифровые, наоборот имеют относительно небольшую погрешность измерений.

Однако аналоговые, как и электромеханические, имеют по сравнению с цифровыми погрешность большего порядка. Работоспособность таких приборов ухудшается под внешними воздействиями: на корректность измерения могут повлиять внешние вибрации или другие электронные устройства, имеющие небольшое магнитное поле.

Цифровые вольтметры (ЦВ) не чувствительны к данного типа воздействиям. Они бесперебойно работают при разной температуре и

ориентации в пространстве. Многие цифровые вольтметры легко интегрируются в автоматизированную систему контроля, что делает их использование достаточно удобным.

ЦВ – приборы, автоматически вырабатывающие дискретные сигналы измерительной информации, показания которых представляются в цифровой форме.

На рис. 1 изображена структурная схема вольтметра, состоящая из входного устройства, которое включает в себя делитель напряжения с возможным добавлением набора переключателей, управляющего устройства, которое объединяет и управляет всеми узлами вольтметра, цифрового отсчетного устройства, которое регистрирует измеряемую величину, и аналого-цифрового преобразователя (АЦП).

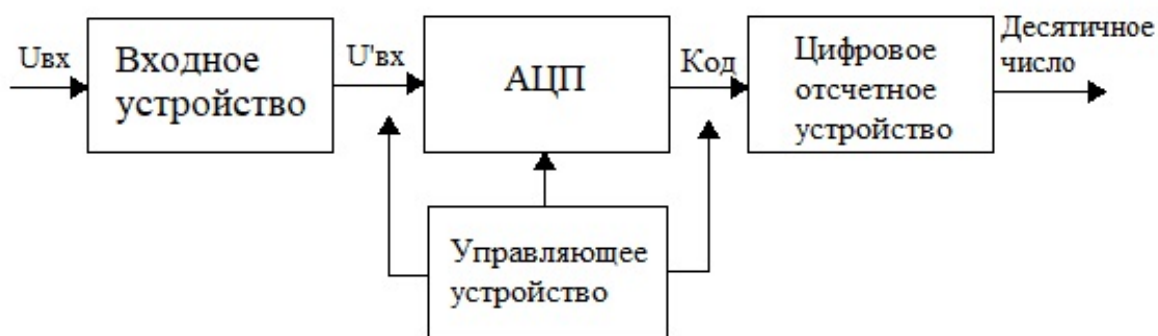


Рис. 1. Упрощенная структурная схема цифрового вольтметра $U_{вх}$ – входное напряжение; $U'_{вх}$ – измененное входным устройством по известному алгоритму входное напряжение

В настоящее время цифровые вольтметры строятся чаще всего на основе кодово-импульсного преобразования, а АЦП таких приборов называют АЦП последовательного приближения.

В основе работы данного АЦП лежит принцип дихотомии или последовательного сравнения измеряемой величины с $1/2$, $1/4$, $1/8$ и т.д. от ее возможного максимального значения - максимального внутреннего напряжения микроконтроллера самого вольтметра [1].

При разработке цифрового вольтметра был использован десятиразрядный АЦП последовательного приближения. АЦП данного типа способен на своем выходе сформировать 1024 дискретных уровня. Исходя из того, что опорное напряжение $U_{оп} = 5$ В, разрешение или минимальное измеряемое напряжение составляет примерно 0.005 В.

В целом, точность кодово-импульсного ЦВ зависит от стабильности опорного напряжения, порога срабатывания сравнивающего устройства и точности изготовления делителя напряжения.

Цифровой вольтметр в данной работе измеряет напряжение в пределах от -500 В до 500 В включительно. Как известно, электронным цифровым

вольтметром можно измерять большие напряжения лишь при условии включения на входе делителя напряжения резистивного или ёмкостного типа. Поскольку в данной работе питание входных делителей происходит за счет постоянного напряжения, в делителе были использованы резисторы, величины для которых, как правило, выбираются, исходя из параметров активных элементов схем.

В качестве делителя напряжения были использованы чип-резисторы SMD1206 с допуском 1%. Таким образом появилась возможность разделить диапазон измеряемых напряжений на поддиапазоны: $(0,5 \div 5)$ В, $(5 \div 50)$ В и $(50 \div 500)$ В, чтобы с одной стороны не навредить высоким напряжением компонентам вольтметра, а с другой – упростить вычислительную работу самого ЦВ, автоматически переключая с одного режима, соответствующего определенному диапазону, на другой. Автоматическое переключение осуществляется микроконтроллером с помощью введенной программы, а переключателями являются полевые транзисторы с подключенными к ним реле.

Полевой транзистор – электрический полупроводниковый прибор, выходной ток которого управляется напряжением определенного знака. А электромагнитное реле — это электромеханическое устройство, замыкающее и размыкающее механо-электрические контакты при подаче в обмотку реле электрического тока. Если подключить последовательно сток транзистора к катушке индуктивности реле, то посредством увеличения управляющего сигнала, который микроконтроллер может генерировать, но которого не достаточно для непосредственного управления реле микроконтроллером, можно добиться автоматического включения или выключения самого реле и, следовательно, переключения между диапазонами измерений.

Подходящей моделью реле является РЭС55АРС4.569.600-0202, чье напряжение срабатывания равно 3,25 В. Модель для транзисторов - IRF640, n-типа, с изолированным затвором.

Разработанный вольтметр измеряет сигнал как с отрицательной полярностью, так и с положительной. Для это в схеме предусмотрен двухполупериодный активный выпрямитель напряжения, собранный на основе операционных усилителей МСР602 в структуре Rail-to-Rail, способный без повреждения воспринимать и отрицательные сигналы.

Для уверенности в точности измерения довольно малых значений сигнала в схему цифрового вольтметра был добавлен усилитель напряжения на ОУ с отрицательной обратной связью и коэффициентом усиления 10. При использовании отрицательной обратной связи общее усиление значительно больше зависит от параметров цепи обратной связи, чем от параметров самого ОУ, что делает работу операционного усилителя предсказуемой. В качестве ОУ также выбрана модель МСР602.

Чтобы вольтметр смог оценить именно полярность входного сигнала, в схему был добавлен компаратор. В разработанной схеме компаратор подключен к активному выпрямителю, через который проходит к АЦП

искомый сигнал. Подключение осуществляется таким образом, что при отрицательной полярности входного напряжения на выходе компаратора будет сформирован логический нуль, но если полярность входного напряжения изначально положительна, то на выходе компаратора будет логическая единица. При подборе основного элемента компаратора был использован операционный усилитель модели MCP602.

Для того, чтобы вольтметр смог определить, в какое время необходимо начать измерение, в принципиальную схему был подключен через дополнительный двухполупериодный активный выпрямитель второй компаратор для определения наличия сигнала. В конструкции активного выпрямителя и компаратора также используются операционные усилители типа Rail-to-Rail [2].

Для управления работой ЦВ был выбран микроконтроллер Atmega16 семейства AVR. Это 8-разрядный высокопроизводительный AVR микроконтроллер с малым потреблением энергии, обеспечивающий 1000 циклов стирания и записи, что является незаменимым параметром при постоянном измерении или переопределении измеряемой величины [3].

Программа цифрового вольтметра разработана в среде программирования Atmel Studio. Алгоритм программы цифрового вольтметра довольно прост: после подключения цифрового вольтметра для измерений на микроконтроллер подается сигнал о наличии измеряемого напряжения. С этого момента начинается основная работа вольтметра. Сперва с помощью микроконтроллера закрываются все транзисторы во избежание выхода из строя вольтметра в случае, если открыт входной низковольтный канал. После проделанных манипуляций открывается первый транзистор, на микроконтроллер поступает сигнал о полярности входного напряжения, а через реле, подключенному к транзистору начинает проходить сигнал, поступая на активный выпрямитель, и дальше – в АЦП, где происходит преобразование сигнала и проверка диапазона. Если сигнал попадает в определенный диапазон, его значение программно увеличивается на значение коэффициента деления, на который сигнал был уменьшен при прохождении через делитель напряжения. Если сигнал не попадает в диапазон, все транзисторы закрываются, открывается другой, и процесс определения значения начинается заново до тех пор, пока результат не будет выведен на экран, и пока сам сигнал не исчезнет. В случае со низковольтного сигнала в диапазоне от 0 В до 0.5 В микроконтроллер считывает значение напряжения с усилителя, АЦП также преобразует полученную информацию и численно уменьшает на известный коэффициент усиления, чтобы вывести уже верное значение на экран LCD-дисплея, в качестве чего была выбрана широко распространенная модель LMO16L на основе контроллера HD44780.

Принципиальная схема цифрового вольтметра была разработана в системе проектирования схем и печатных плат DipTrace (рис. 2.).

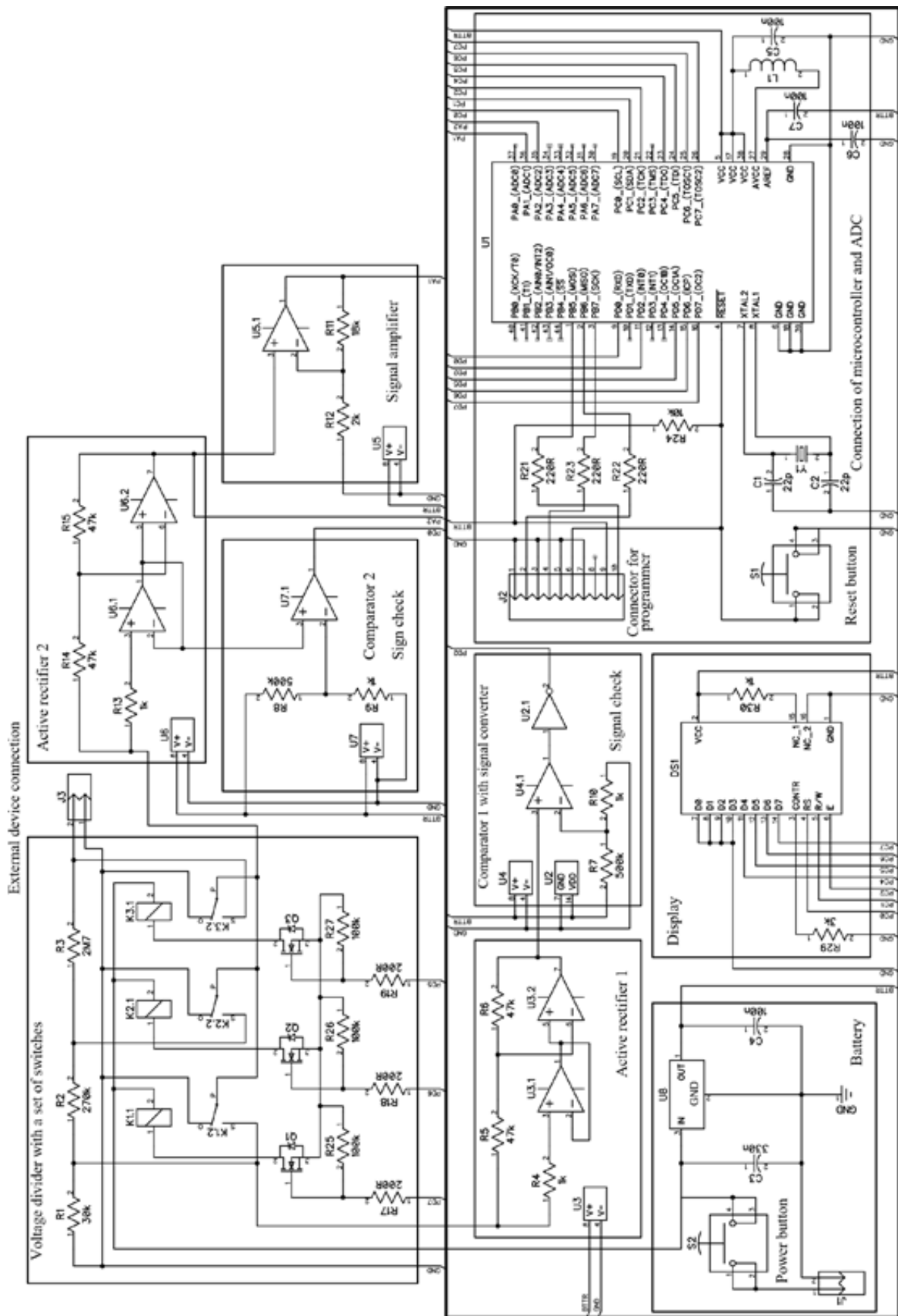


Рис. 2. Принципиальная схема цифрового вольтметра

Список литературы

1. *Белов А. В.* Микроконтроллеры AVR. От азов программирования до создания практических устройств. СПб.: Наука и техника, 2016. 544 с.
2. *Щербаков В. И.* Электронные схемы на операционных усилителях. Киев: Техника, 1983. 213 с.
3. *Евстифеев А. В.* Микроконтроллеры AVR семейства Mega. Руководство пользователя. М.: Издательский дом «Додэка – XXI», 2008. 560 с.

РАЗРАБОТКА ЦИФРОВОГО ЧАСТОТОМЕРА

А. И. Лунегов, А. В. Манцуров

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

В работе представлена разработка и изготовление цифрового частотомера. Частотомер выполнен на основе микроконтроллера ATmega16.

Ключевые слова: частотомер; разработка; устройство

DEVELOPMENT DIGITAL FREQUENCYMETER

A. I. Lunegov, A. V. Mantsurov

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

The article represents development and production of digital frequency meter. The frequency meter part was created on the microcontroller on ATmega16.

Keywords: frequency meter; development; device

В последние несколько лет всё более популярными становятся малогабаритные и даже миниатюрные цифровые измерительные приборы. Достоинством таких приборов являются: высокая точность, возможность представления результатов измерений в удобной форме, малые габариты, а также возможность автоматизации процесса измерений.

Поскольку частота - это один из основных параметров периодических процессов, определяющий число колебаний за определенный промежуток времени, её необходимо измерять. Для измерения частоты используют специальные приборы - частотомеры.

Измерив частоту, можно настроить, диагностировать и выполнить регулировку различных устройств. Приборы для определения частоты требуются во многих областях науки и промышленности. Особо важную роль частотомеры имеют в телекоммуникации, радиоэлектронной и электротехнической сферах.

Был разработан цифровой частотомер электронно-счетного вида, обладающий широким набором режимов, а именно измерение частоты, периода и подсчета импульсов, удовлетворяющий следующим техническим требованиям:

Принцип работы частотомера заключается в преобразовании измеряемого сигнала в последовательность импульсов, период следования которых T_x равен периоду исследуемого сигнала. Зная величину периода счетных импульсов $T_{сч}$ и их количество N , формируется произвольный временной интервал $\Delta t_1 = T_{сч} N$. Он заполняется n импульсами периодической последовательности. Затем число n фиксируется [1]. Данный процесс иллюстрируется на рис. 1.

Откуда значение измеряемой частоты получается следующим образом:

$$f_{\text{изм}} = \frac{n}{NT_{\text{сч}}} \quad (1)$$

На рис. 1 показана диаграмма работы частотомера.

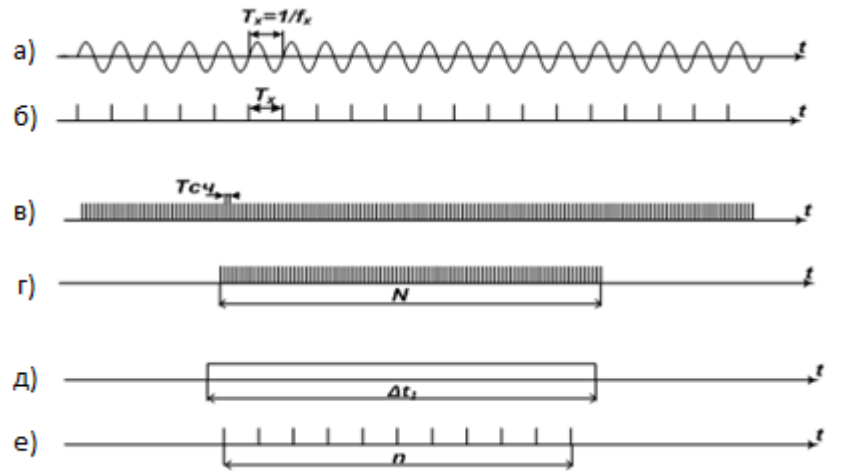


Рис. 1. Диаграмма работы частотомера

На рис. 2 представлена структурная схема электронно-счетного частотомера.

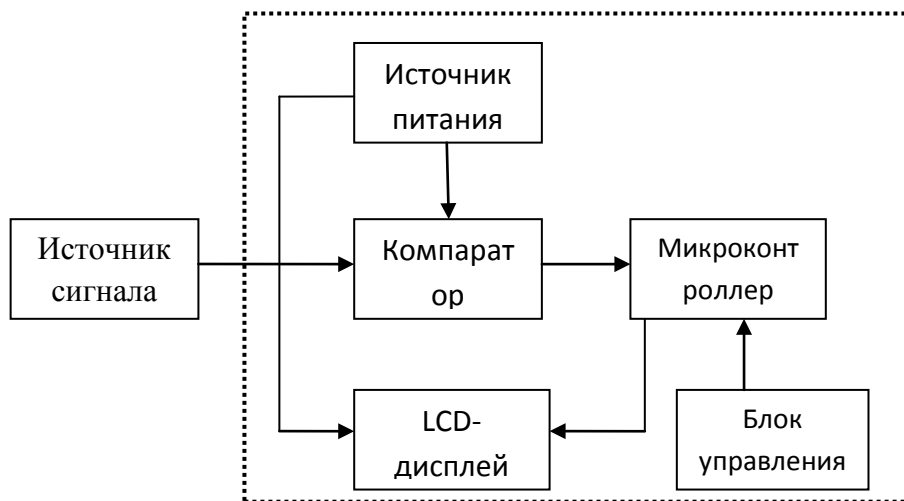


Рис. 2. Структурная схема цифрового частотомера

Принцип работы разработанного частотомера заключается в подсчете повторяющихся импульсов за единицу времени, которые приходят на вход микроконтроллера с выхода компаратора, сравнивающего два поступающих к нему на вход сигнала: внешнего и опорного. В этом устройстве был использован компаратор на основе неинвертирующего триггера Шмитта, у которого пороги включения и выключения не совпадают, различаясь на величину гистерезиса срабатывания, т.е. небольшую разницу между входными напряжениями включения и отключения. У триггера Шмитта,

имеется возможность подать входной сигнал в точку у основания делителя напряжения положительной обратной связи, а инвертирующий вход соединить с землей. Тогда возникнет неинвертирующий триггер Шмитта (рис. 3) с проходной характеристикой [2].

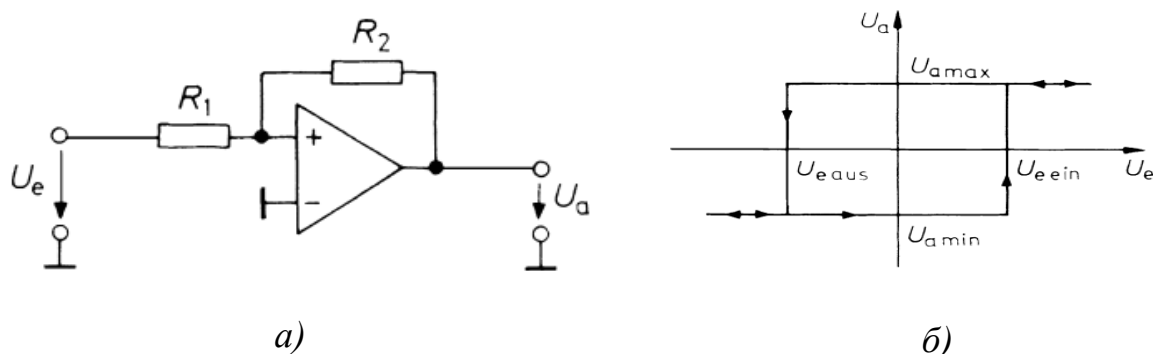


Рис 3. Неинвертирующий триггер Шмитта:

а) схема триггера Шмитта; б) его проходная характеристика

Временная диаграмма выходного напряжения неинвертирующего триггера Шмитта при синусоидальном входном сигнале показана на рис. 4.

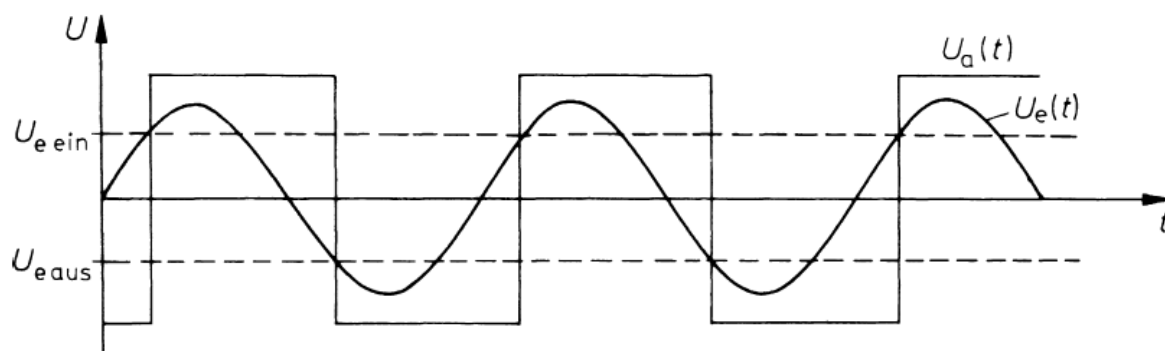


Рис. 4. Диаграмма выходного напряжения

В данном частотомере в качестве устройства преобразования и обработки информации используется микроконтроллер Atmega16 архитектуры AVR фирмы Atmel. Atmega16 – 8-разрядный микроконтроллер с 16 Кб внутрисистемной программируемой Flash памяти.

Микроконтроллер ATmega16 имеет RISC архитектуру и энергонезависимую память программ и данных. Для загрузки программы в микроконтроллер используется интерфейс SPI (Serial Peripheral Interface, последовательный периферийный интерфейс). Встроенная периферия микроконтроллера содержит таймеры/счетчики, счетчик реального времени с отдельным генератором, 8-канальный 10-разрядный аналого-цифровой преобразователь, встроенный аналоговый компаратор и другие функциональные устройства.

Микроконтроллер выполняет и специальные микроконтроллерные функции, такие как: сброс по подаче питания, программируемую

индикацию кратковременного снижения напряжения питания, шесть режимов пониженного потребления и снижения шумов ADC и др. [3]. Тактовая частота работы микроконтроллера определяется задающим генератором, настроенного на частоту 16 МГц.

Чтобы отсчитать 1 секунду, необходимую для вычисления частоты внешнего сигнала, используется встроенный в микроконтроллер тактовый генератор, работающий на частоте F_{CPU} , частота которого стабилизируется внешним кварцевым резонатором.

Генератор F_{CPU} через делитель Presc (1) передает сигнал в виде импульсов на аппаратный 8-ми разрядный счетчик Counter (H), который считает количество входящих импульсов до 28, т.е. до 256. Как только на него приходит 256 импульс, счетчик переполняется и передает импульсный сигнал (импульс переполнения) на программный счетчик Counter_1(S), определяющий переполнения. Далее счетчик Counter (H) сбрасывается и переходит в начальное состояние. Переполнения суммируются до тех пор, пока их число не сравняется со значением 7808 (количеством переполнений соответствующих 1 секунде), записанное в Registr_1. Сравнение данных счетчика Counter (S) и Registr 1 происходит в программном компараторе Compare. Как только их значения станут одинаковыми, это будет означать, что прошла 1 секунда.

Для подсчета количества импульсов, пришедших на вход микроконтроллера с компаратора за одну секунду используется 16-ти разрядный счетчик Counter T1 (H) и записывается в регистре TCNT1 до 216, т.е. 65536. Как только их количество превысит данное значение, счетчик переполняется и передает импульс переполнения на 8-ми разрядный программный счетчик Counter_2(S). Информация, полученная со счетчика Counter_2(S) поступает в Registr_2, в котором производится подсчет общего количества импульсов с учетом остатка TCNT1 по формуле:

$$N = (n \ll 16) + TCNT1, \quad \text{где } n - \text{ количество переполнений} \quad (2)$$

В результате Registr_2 будет содержать количество импульсов, пришедших на вход микроконтроллера за время, определяемое программным компаратором Compare (1 секунда). Где общее количество импульсов N за 1 секунду соответствует частоте исследуемого сигнала.

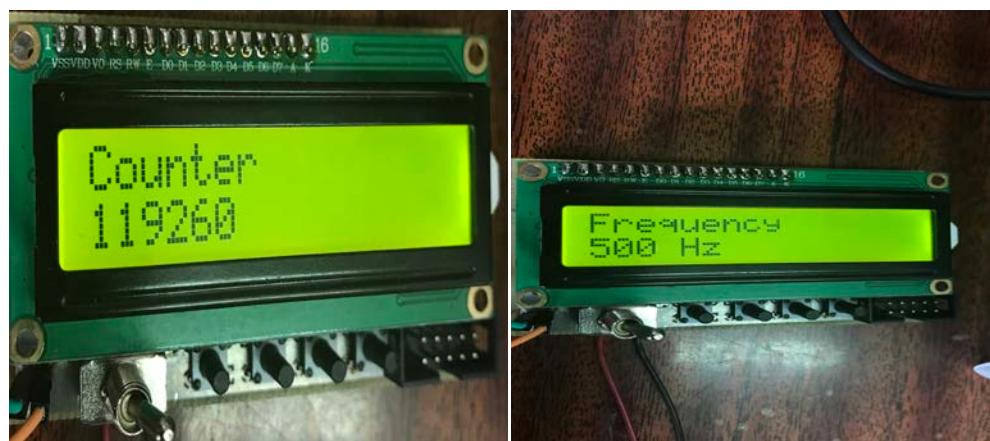
В качестве устройства отображения информации используется 16-ти сегментный двухстрочный LCD-дисплей. Верхняя строка дисплея отображает тип измерения (частота, период, количество импульсов), а нижняя – текущее значение с указанием единиц измерения.

После сборки устройства, были проведены испытания. Где в качестве задающего генератора был использован генератор сигналов низкочастотный ГЗ-112. Для более точного определения частоты задающего генератора использовался частотомер ЧЗ-54М.

В ходе проведения испытаний было установлено, что погрешность измерения не превосходит значение 0.01%, указанного в техническом задании для разработки данного частотомера.

Программа для микроконтроллера написана на языке программирования C++. Все настройки выполняются в программе.

Создана модель цифрового частотомера (рис. 5)



а)

б)

Рис. 5. Модель цифрового частотомера:

а) в режиме подсчета числа импульсов; б) в режиме измерения частоты

Список литературы

1. Частотомер [Электронный ресурс]. http://www.e-ope.ee/_download/euni_repository/file/3162/pdf.rar/pdf/Частотомер.pdf (дата обращения: 08.04.2018).
2. Титце У., Шенк К.. Полупроводниковая схемотехника. Т. I. М.: ДМК Пресс, 2008. 832с.
3. Применение микроконтроллера Atmega16 в многоканальном передающем устройстве [Электронный ресурс]. <https://mai.ru/upload/iblock/a06/primenenie-mikrokontrollera-atmega16-v-mnogokanalnom-peredayushchem-ustroystve.pdf> (дата обращения 08.04.2018).

РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА ДЛЯ АНАЛИЗА СТАБИЛЬНОСТИ НАПРЯЖЕНИЯ USB ПОРТА

Л. В. Чекменев, А. В. Мансуров

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

В работе представлена разработка и применение устройства для анализа стабильности напряжения USB порта. Устройство выполнено на базе микроконтроллера ATmega16 (Atmel).

Ключевые слова: стабильность; напряжение; USB-порт

DEVELOPMENT OF THE DEVICE FOR THE ANALYSIS OF USB PORT VOLTAGE STABILITY

L. V. Chekmenev, A. V. Mantsurov

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

The article represents development and application of the device for the analysis of USB port voltage stability. Device was created on the microcontroller ATmega16 (Atmel).

Keywords: stability; voltage; USB-port

Множество устройств имеют питание от USB разъема компьютера. К примеру, много медицинских аппаратов, различные высокоточные измерительные приборы, а так же датчики подключаются к USB. Для данных устройств необходимо стабильное напряжение питания, которое не выходит за допустимый разброс напряжения для USB 2.0 тип А по ГОСТУ Р МЭК 62684-2012, а именно $(5 \pm 0,25)$ В. В противном случае, устройство, подключенное к неисправному USB порту, будет показывать недостоверную информацию, а в худшем случае выйдет из строя.

Целью работы является разработка устройства для анализа стабильности напряжения USB порта.

Разработанное устройство, которое измеряет постоянную и переменную составляющие сигнала, предоставляет информацию о том, какое напряжение на USB порту и о его уровне шума. Принципиальная схема устройства изображена на рис. 1. Устройство подключается к USB порту компьютера, в котором нестабилизированное напряжение 5 В, что дает неточные показания при исследовании нужного сигнала. Поэтому нужно получить стабилизированное напряжение 5 В для питания измерительных блоков устройства, а именно для аналогового-цифрового преобразователя (АЦП) микроконтроллера и операционного усилителя переменного тока (U7). Это реализуется с помощью повышающего преобразователя, собранного на базе микросхемы MC34063AD (U2) и понижающего стабилизатора MC33269DT-5.0 (U8).

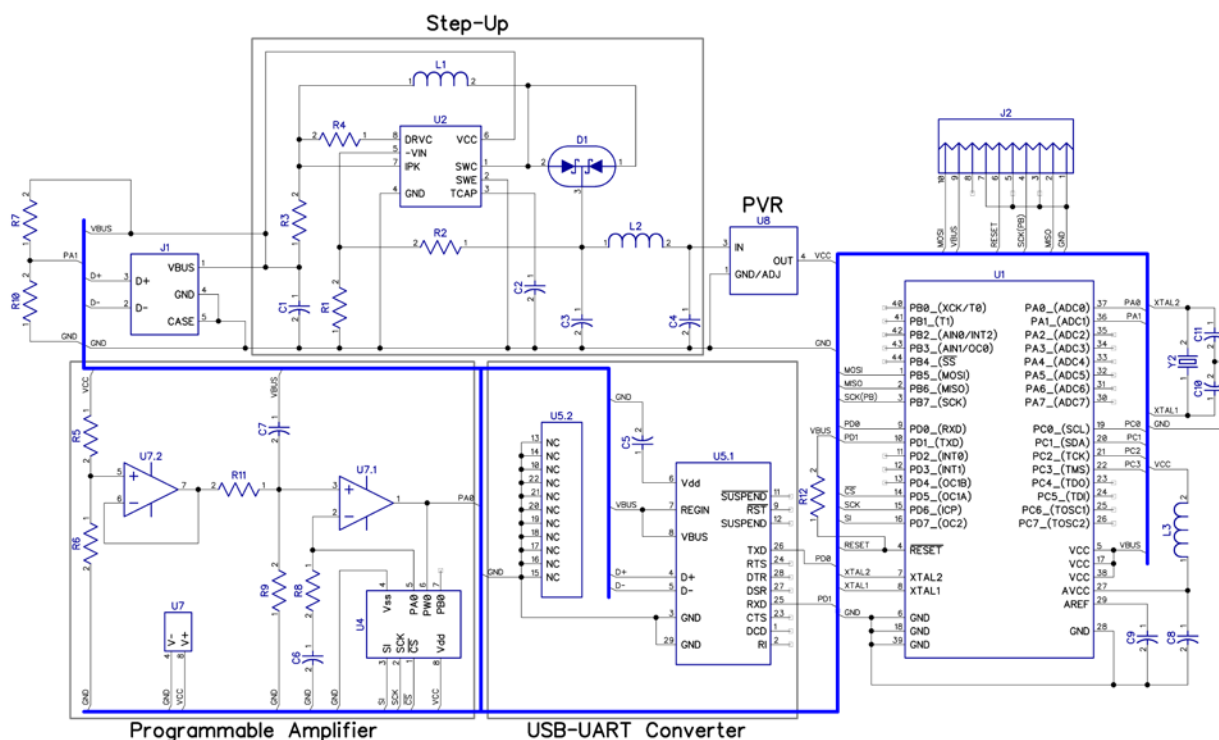


Рис. 1. Принципиальная схема разработанного устройства

Так как опорное напряжение АЦП микроконтроллера составляет 5 В, то микроконтроллер не может измерять напряжение больше этого значения. Напряжение постоянной составляющей может быть больше 5 В. В связи с этим, постоянная составляющая измеряемого сигнала делится на два с помощью делителя напряжения R7R10, а далее измеренное напряжение программно умножается на два и становится равной начальному значению.

Для исследования переменной составляющей сигнала в разработанном устройстве предусмотрен программируемый усилитель, который построен на основе операционного усилителя МСР602 (U7). Переменная составляющая изначально находится на нулевом уровне, но АЦП микроконтроллера может измерять значения только от 0 В до 5 В, поэтому переменную составляющую было решено сдвинуть на 2.5 В, чтобы была возможность измерить и отрицательные значения, а затем программно вернуть на нулевой уровень. Это реализуется с помощью делителя напряжения R5R6. Повторитель напряжения (U7.2) исключает влияние усилителя переменного тока на стабилизированные 2.5 В. Для исключения постоянной составляющей, сигнал проходит через фильтр верхних частот C7R9 [1], после которого переменная составляющая, сдвинутая на 2.5 В, проходит через неинвертирующий усилитель переменного тока (U7.1). В цепи обратной связи которого используется делитель напряжения, но в качестве одного из резисторов взят цифровой потенциометр МСР41010 (U4), сопротивление которого может изменяться от 52 Ом до 10 кОм [2]. С помощью данного цифрового потенциометра можно изменять коэффициент усиления переменной составляющей.

Для дальнейшей работы с постоянной и переменной составляющими, необходимо их перевести в цифровой код. Для этого в микроконтроллере ATmega16 имеется АЦП последовательного приближения, который преобразует входящее напряжение в 10-разрядный код. Для повышения точности преобразования вывод AVCC микроконтроллера подключается к источнику питания VCC через LC-фильтр нижних частот L3C8.

Для передачи измеренных данных с микроконтроллера на компьютер используется преобразователь UART-USB CP2102 (U5). UART (Universal Asynchronous Receiver-Transmitter) это универсальный асинхронный приемо-передатчик. Протокол UART – это довольно распространенный протокол последовательной передачи информации. Такой же протокол использует последовательный порт компьютера (COM-порт). При подключении CP2102 к USB порту компьютера, создается виртуальный COM-порт, с которым можно будет взаимодействовать на программном уровне [3].

Для более полного анализа USB порта в разработанном устройстве предусмотрен блок установки нагрузки, для проверки нагрузочной способности USB порта. Проверяются режимы с потреблением тока 300 мА, 400 мА и 500 мА. Принципиальная схема блока представлена на рис. 2.

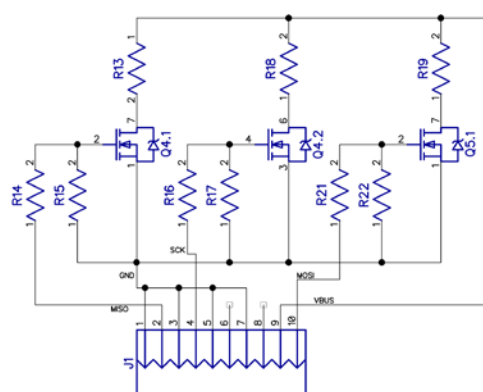


Рис. 2. Принципиальная схема блока установки нагрузки

Реальный вид разработанного устройства продемонстрирован на рис. 3.

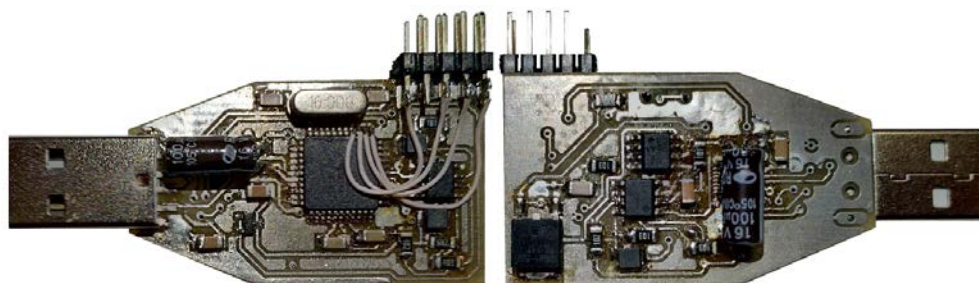


Рис. 3. Реальный вид разработанного устройства

Для того чтобы компьютер мог работать с устройством, нужно установить драйвер виртуального COM-порта CP210x, который организует в системе последовательный порт, и переадресует все обращения к нему в прямые запросы непосредственно оборудованию [4].

Для работы с измеряемыми сигналами создано приложение с графическим интерфейсом, в котором отображается информация о постоянной и переменной составляющих. При запуске приложения открывается окно, которое показано на рис. 4.

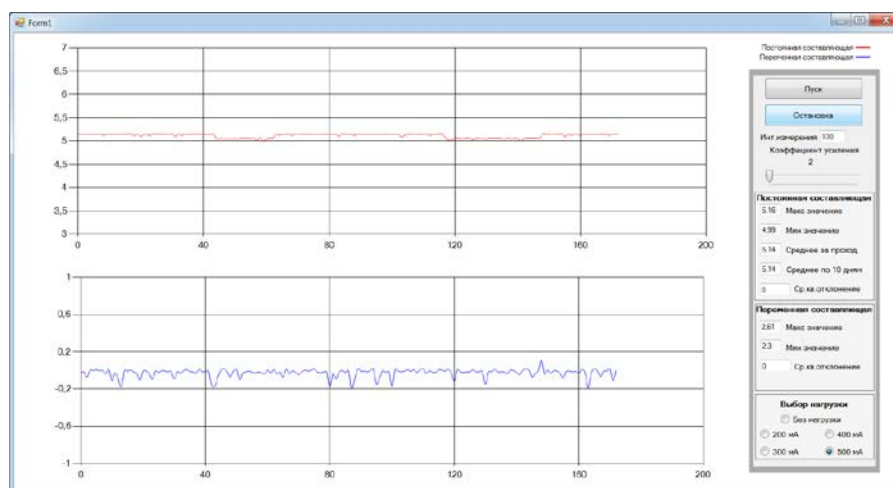


Рис. 4. Окно приложения

В этом окне располагаются графики постоянной и переменной составляющих и информационное меню, в котором отображаются максимальное и минимальное значение постоянной и переменной составляющих, среднее квадратическое отклонение, а так же среднее значение за один проход и среднее значение по 10 дням для постоянной составляющей. Запуск программы происходит с помощью кнопки «Пуск», пауза программы вызывается с помощью кнопки «Остановка». Так же, можно задать интервал измерений от 0 до 1000. Чем меньше интервал, тем быстрее происходят измерения, но они получаются менее точными. Переменную составляющую можно усилить, изменяя коэффициент усиления, который изменяется от 2 до 100 с помощью ползунка. Выбор нагрузки происходит с помощью кнопок «без нагрузки», «300 мА», «400 мА» и «500 мА».

Полученная информация с устройства является полезной для пользователя, так как можно сделать выводы о том, насколько стабильный порт USB 2.0, на какую величину происходит отклонение напряжения от номинального напряжения порта, насколько сильный шум в сигнале, и пригоден ли вообще для дальнейшей работы данный USB порт.

Список литературы

1. *Титце У., Шенк К.* Полупроводниковая схемотехника: Справочное руководство. М.: Мир, 1982. 512 с.
2. Datasheet MCP41XXX. Microchip Technology Inc., 2003.32 p.
3. *Белов А. В.* Разработка устройств на микроконтроллерах AVR: шагаем от «чайника» до профи. СПб.: Наука и Техника, 2013. 528 с.
4. *Агуров П. В.* Интерфейсы USB. Практика использования и программирования. СПб.: БХВ-Петербург, 2004. 576 с.

Научное издание

ФИЗИКА ДЛЯ ПЕРМСКОГО КРАЯ

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

Выпуск 11

Издается в авторской редакции

Техническая подготовка и обработка материалов
Н. Н. Картавых

Подписано к использованию 08.08.2018
Объем данных 17 Мб

Размещено в открытом доступе
в электронной мультимедийной библиотеке ELiS:
<https://elis.psu.ru>

Издательский центр
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, Пермь, ул. Букирева, 15