

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
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 9



Пермь 2016

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)
Ф 503

Физика для Пермского края [Электронный ре-
Ф 503 сурс]: 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,
2016. – Вып. 9. – 17 Мб. – Систем. требования: процес-
сор Intel Pentium II; 256 Мб RAM; 30 Мб HDD;
ОС Windows 98 и выше; CD-ROM; ПО для чтения до-
кументов в формате PDF.

ISBN 978-5-7944-2763-9 (вып. 9)
ISBN 978-5-7944-1699-2

Представлены материалы региональной научно-практической конферен-
ции студентов, аспирантов и молодых ученых, проходившей на базе
Пермского государственного национального исследовательского универси-
тета с 10 по 14 мая 2016 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 исследо-
ваний в области физической гидродинамики, физики твердого тела, пер-
спективных материалов и технологий, физики мягких конденсированных
сред, радиофизики и электроники, информационных технологий, методов и
средств защиты информации.

Издание предназначено для научных работников, аспирантов и сту-
дентов естественнонаучных специальностей вузов.

УДК 53(470.53)
ББК 22.3(2Рос4Пер)

*Издается по решению Совета физического факультета
Пермского государственного национального исследовательского университета*

ISBN 978-5-7944-2763-9 (вып. 9)
ISBN 978-5-7944-1699-2

© Пермский государственный национальный
исследовательский университет, 2016

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;
Марценюк М. А. – д. ф.-м. н., профессор, зав. кафедрой компьютерных систем и телекоммуникаций;
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.

МАГНЕТИЗМ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ Ag/Co

М. И. Булатов, А. В. Сосунов

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

Магнитные наноматериалы представляют большой интерес, так как они проявляют такие явления, как высокие поля насыщения, дополнительные вклады анизотропии или смещение петли гистерезиса [1].

Промышленное применение магнитных наноматериалов охватывает широкий спектр изобретений, таких как магнитные уплотнения в двигателях, магнитные чернила, магнитные носители информации и биомедицинские приложения [2].

Магнитные наноматериалы, которые обладают простотой получения и уникальным набором различных функциональных свойств являются объектом исследования многих научных групп. Таким объектом могут служить биметаллические наночастицы.

Настоящая работа посвящена исследованию магнитных свойств биметаллических наночастиц Ag/Co, полученных методом термической лазерной обработки.

В нашем исследовании, тонкие металлические пленки Co и Ag были нанесены на SiO₂/Si (100) подложки методом термического вакуумного испарения. Сущность метода заключается в испарении металла при сверхвысоком вакууме ($\sim 10^{-6}$ Torr) и конденсации его паров на поверхности пластинки (подложке) кремния. После осаждения, массивы биметаллических наночастиц Ag/Co были получены путем облучения подложек с помощью наносекундного импульсного лазерного излучения на длине волны 532 нм. Ширина импульса составляла 2 нс с частотой повторения 10 Гц. Средняя плотность энергии лазерного луча была выбрана от 20 до 40 мДж/см² для того, чтобы можно было расплавить металлическую пленку.

Микроструктура биметаллические наночастиц Ag/Co была охарактеризована с помощью сканирующего электронного микроскопа ZEISS Supra 35 EVO при ускоряющем напряжении 10 кВ.

Регистрацию отдельных скачков ЭДС осуществляли с помощью специального аппаратного комплекса, в котором накладной электромагнит создавал магнитное поле в объеме образца с амплитудой 100 А/м. Датчик ЭДС представлял собой измерительную катушку, фиксирующую электродвижущую силу, которая вызвана изменением магнитного потока. Частота переключения магнитного поля составляла 50 Гц. Для визуализации изменения ЭДС использовался осциллограф Velleman PCS64i. Результаты измерений обрабатывались с помощью специального программного пакета.

Методом СЭМ показано, что микроструктура полученных биметаллических наночастиц Ag/Co является довольно однородной (Рис. 1). По полученному изображению на СЭМ был определен средний размер биметаллических наночастиц $D \sim 59 \pm 14$ нм (Рис. 1, вставка справа сверху).

На рисунке 2 показан спектр наведенной ЭДС для биметаллических наночастиц Ag/Co. Показано, что в процессе перемагничивания участвуют не все наночастицы Ag/Co, а только небольшая часть. Скачок перемагничивания происходит в довольно узком временном интервале ~ 4 мс.

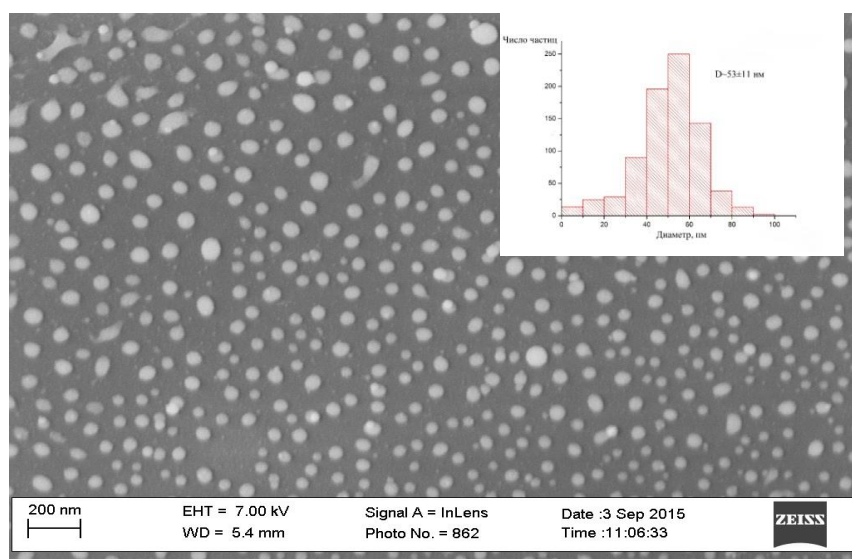


Рис. 1. Микроструктура массива биметаллических наночастиц Ag/Co. На вставке гистограмма среднего распределения диаметра наночастиц

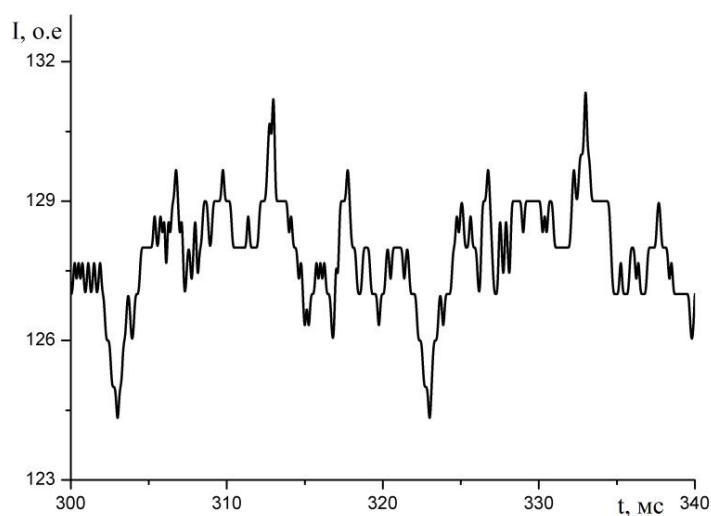


Рис. 2. Спектр наведенной ЭДС биметаллических наночастиц Ag/Co

Список литературы

1. *Battle X., Labarta A.* Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties // J. Phys. D: Apply. Phys. 2002. Vol. 35, No 6. R 15.
2. *Berkovsky B. M., Medvedev V. F., Krovov M. S.* Magnetic Fluids: Engineering Applications. Oxford University Press, 1993. 256 p.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ

А. С. Вахрушев, Л. В. Спивак

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

Гетероструктуры – это структуры, выращенные на подложке из полупроводников с различной шириной запрещенной зоны, т.е. структура с несколькими гетеропереходами. Возможность изменять на границе гетеропереходов ширину запрещенной зоны и диэлектрическую проницаемость позволяет в гетероструктурах эффективно управлять движением носителей заряда и их рекомбинацией.

В состав полупроводниковых гетероструктур входят элементы II-VI групп (Zn, Cd, Hg, Al, Ga, In, Si, Ge, P, As, Sb, S, Se, Te). Из соединений типа АІІВV наиболее часто используются арсенид и нитрид галлия GaAs и GaN. Использование твердых растворов позволяет создавать гетероструктуры с непрерывным, а не скачкообразным изменением состава и непрерывным изменением ширины запрещенной зоны [1].

Рассмотрим методы выращивания гетероструктур.

Молекулярно-лучевая (пучковая) эпитаксия (МЛЭ) – процесс эпитаксиального роста, состоящий в осаждении атомных или молекулярных потоков от одного или нескольких источников на кристаллическую подложку в условиях высокого вакуума. Данный метод позволяет выращивать уникальные наноструктуры с высокой частотой, однородностью, малым количеством дефектов, т.е. с точностью до атомного монослоя. Но этот метод дорогостоящий, обладает малой скоростью роста и сложностью поддержания сверхвысокого вакуума.

Осаждение металлорганических соединений из газообразной фазы – это метод химического осаждения из газовой фазы, т.е. плазмохимический процесс, используемый для получения высокочистых твердых материалов, путем термического разложения (пиролиза), металлорганических соединений для получения материалов. Этот метод имеет преимущество перед методом, описанным выше, так как обладает высокой скоростью роста, но высокой точностью не обладает [2]. К достоинствам метода осаждением металлорганических соединений из газообразной фазы следует отнести возможность создания однородных эпитаксиальных структур большой площади на установках, аналогичных тем, которые используются в производстве промышленного эпитаксиального кремния. Впервые в 1968 г. методом осаждения металлорганических соединений из газообразной фазы были получены пленки арсенида галлия.

Механизмы эпитаксиального роста тонких пленок.

Вопросы, связанные с механизмами роста, становятся чрезвычайно важными при создании гетероструктур и многослойных структур, от

которых требуется высшая степень однородности состава при толщине менее 100 Å [1, 2].

- Послойный рост. При этом механизме роста каждый последующий слой пленки начинает формироваться только после полного завершения роста предыдущего слоя.

- При островковом механизме роста вещество с самого начала оседает на поверхности в виде многослойных конгломератов атомов.

- Промежуточным между этими двумя механизмами, при котором первый слой полностью покрывает поверхность подложки, а на нем происходит рост трехмерных островков пленки.

Проявление эффекта размерного квантования в гетероструктурах позволяет создавать электронные устройства с повышенным быстродействием и информационной емкостью.

Достижения нынешних разработок приборов и устройств на основе гетероструктур способны привести к кардинальным изменениям во многих сферах деятельности – в электронике, информатике, энергетике, медицине:

- повышение производительности вычислительных систем;
- увеличение пропускной способности каналов связи;
- увеличение информационной емкости и качества систем отображения информации с одновременным снижением энергозатрат;
- повышение чувствительности сенсорных устройств и расширение спектра измеряемых величин, что важно, в частности, для задач экологии;
- разработка и создание высокоэкономичных твердотельных осветительных приборов;
- значительное увеличение использования электронных и оптоэлектронных компонентов в медицинских, биологических, химических, машиностроительных и других технологиях.

Список литературы

1. *Старостин В. В.* Материалы и методы нанотехнологий. М.: Бином, 2012. 431 с.
2. *Ткачев А. Г., Золотухин И. В.* Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур: монография. М.: Изд. Машиностроение – 1, 2007. 316 с.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Д. Г. Гилев, У. О. Салгаева, А. Б. Волынцев

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

Фотонная интегральная схема (ФИС) – многофункциональная оптическая микросхема, состоящая из множества оптически связанных между собой компонентов, изготовленных на одной подложке и совместно выполняющих разнообразные функции обработки и передачи оптических сигналов. Рабочие характеристики ФИС чувствительны к воздействию факторов окружающей среды в силу зависимости эффективного показателя преломления от температуры, оказываемого на ФИС давления, состава среды и др. Исключить воздействие на ФИС факторов окружающей среды можно поместив ФИС в герметичный корпус. Однако при этом не решается проблема влияния на рабочие характеристики ФИС локального нагрева, вызванного функционированием активных элементов (лазеров, фотоприемников и др.), интегрированных на оптической подложке.

Рассмотрим влияние локального нагрева на рабочие характеристики ФИС на примере интегрально-оптического гироскопа. Интегрально-оптический гироскоп (ИОГ) – устройство, предназначенное для измерения угловых скоростей объекта, на который оно установлено. Чувствительным элементом ИОГ является кольцевой лазер, в активной области которого происходит генерация двух распространяющихся навстречу друг другу оптических сигналов, требующихся для детектирования угловой скорости объекта. В результате квантовомеханических эффектов, имеющих место при генерации оптического излучения, происходит нагрев активной области кольцевого лазера, вследствие чего смещается его резонансный пик. Если при детектировании сигнала, поступающего с чувствительного элемента ИОГ происходит измерение интенсивности I_0 в некоторой выбранной рабочей точке резонансной кривой на заданной длине волны (Рис. 1), то при повышении температуры на $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и смещении резонансного пика за детектируемое значение интенсивности будет принято значение $I_{\text{изм}}$, в результате чего ошибка измерения угловой скорости может достигнуть 60 %.

Для повышения точности измерений должна быть решена проблема термостабилизации, которая решается путем размещения чувствительного элемента ИОГ или ФИС на термостабилизирующем элементе Пельтье в герметичном корпусе. Целью работы являлась разработка конструкции термостабилизирующего модуля для стабильной работы ФИС и оценка эффективности его работы.

Термостабилизирующий модуль (ТСМ) представляет собой совокупность термоэлектрических полупроводниковых столбиков, собранный в определенную матрицу, и зажатых с двух сторон керамическими пластинами, ко-

торые за счет эффекта Пельтье формируют холодную и горячую стороны [1]. Рабочими параметрами ТСМ являются разность температур холодной и горячей стороны; ток и напряжение, соответствующие данной разности температур.

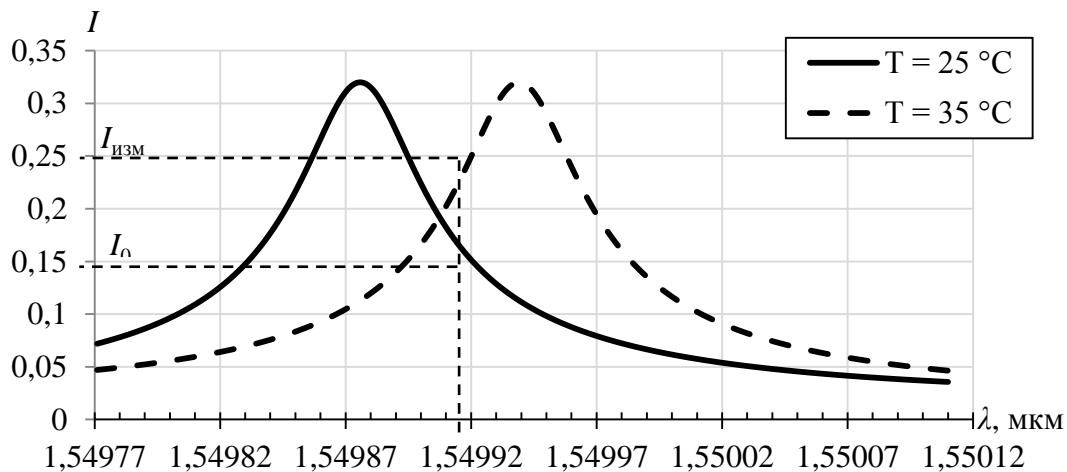


Рис. 1. Смещение спектра кольцевого лазера при изменении температуры

Для подбора параметров ТСМ был использован программный комплекс COMSOL Multiphysics. Данный программный пакет предназначен для осуществления анализа процессов методом конечных элементов в различных областях физики, включая рассмотрение связанных (мультифизических) задач.

В ходе разработки конструкции ТСМ для стабильной работы ФИС построена модель ТСМ нестандартной формы с вырезом для волоконно-оптического соединителя для ввода и вывода оптического сигнала ФИС (Рис. 2). За основу для построения модели был взят коммерчески доступный модуль без выреза [2].

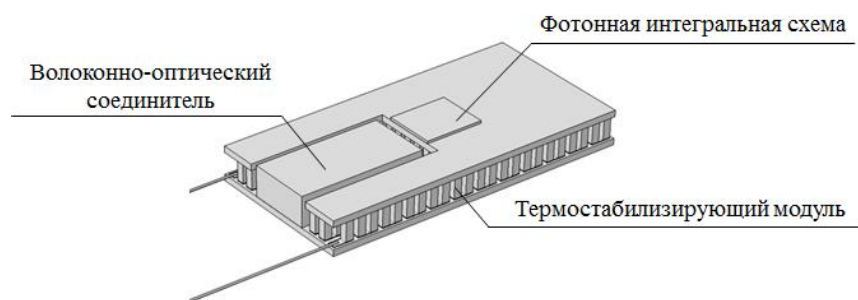


Рис. 2. Модель ТСМ и ФИС

Для моделирования локального нагрева была задана температура окружающей среды $T_{cp} = 25\text{ °C}$ и введен объемный источник тепла, представля-

ющий собой активную область кольцевого лазера ФИС размерами 750×30 мкм, выделяющий 0,9 Вт тепла [3].

В результате моделирования локального нагрева теплового источника с указанными выше параметрами было получено распределение температуры (Рис. 3) на поверхности ТСМ и ФИС. Температура нагрева активной области кольцевого лазера составила 74°C , что может привести к существенному ухудшению рабочих точностных характеристик ИОГ.

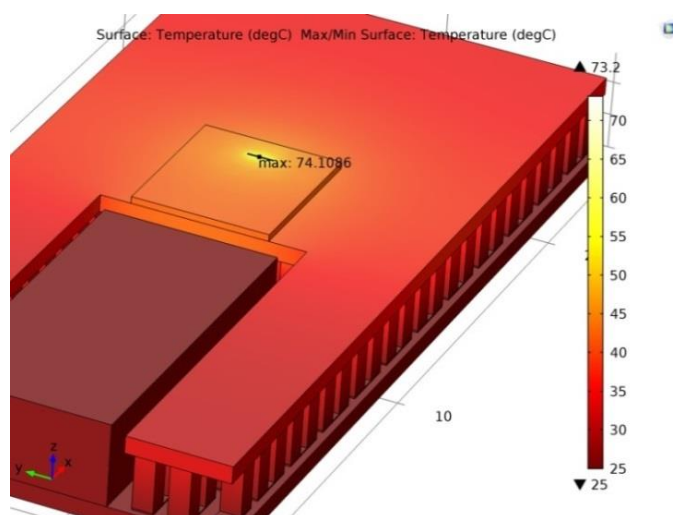


Рис. 3. Распределения температуры при локальном нагреве активной области источника оптического излучения

Для охлаждения ФИС на термостабилизирующий модуль должно подаваться постоянное напряжение. В результате проведенной авторами оценки выявлено, что при напряжении 1 В температура усилителя снижается до 57°C , при 3 В достигает 40°C . Распределения температур, отвечающие различным режимам работы ТСМ, приведены на рисунке 4.

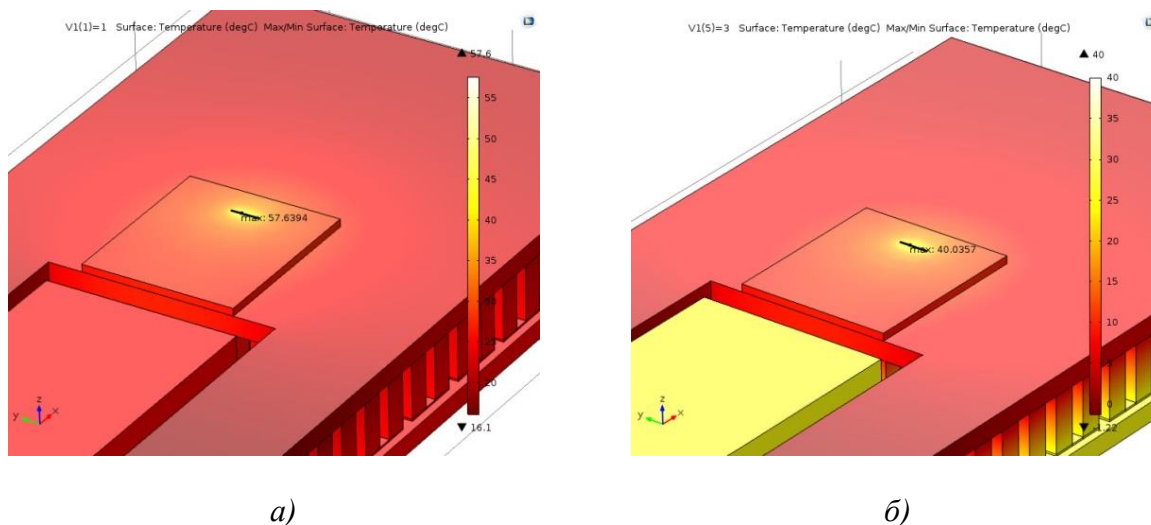


Рис. 4. График распределения температур при напряжении: а) 1 В; б) 3 В

Для стабильной работы ИОГ и др. устройств на основе ФИС необходима создать условия, при которых температура ФИС была постоянна, и например, равнялась 25 °С. Для подбора оптимального напряжения была построена зависимость температуры активной области источника от подаваемого напряжения (Рис. 5) и аппроксимирована прямой. Для температуры 25 °С получено, что на ТСМ необходимо подавать напряжение 4,7 В.

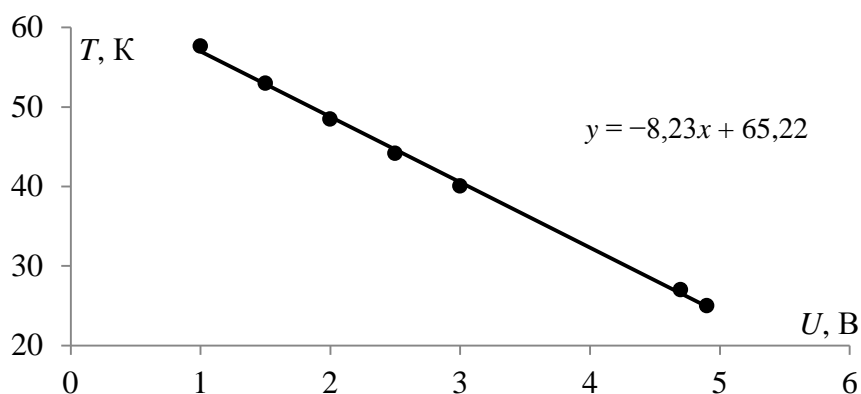


Рис.5. График зависимости температуры усилителя от напряжения на модуле

Но при моделировании с напряжением 4,7 В температура усилителя равна 27 °С (Рис. 6 а), что говорит нам о нелинейной зависимости. Взяв напряжение в размере 4,9 В получается необходимое охлаждение до 25 °С (Рис. 6 б). При таком напряжении остальная часть чипа охлаждается до температур, близких к 0 °С, что не является желательным при работе устройств на основе ФИС.

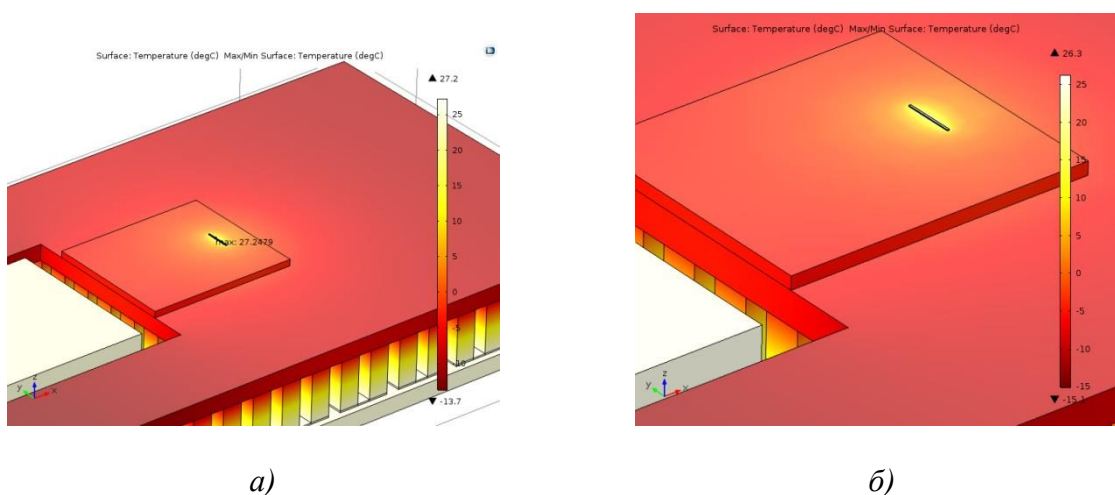


Рис. 6. График распределения температур при напряжении: а) 4,7 В; б) 4,9 В

Работа выполнена в рамках проекта № 02.G25.31.0113 «Разработка базовой технологии и создание производства фотонных интегральных схем для приборов, систем и комплексов оптоэлектронного навигационного прибо-

ростройства», реализуемого АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» совместно с ФГБОУ ВПО «Пермский государственный национальный исследовательский университет» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

1. *Gromov G. G.* Thermoelectric Cooling Modules // Business briefing: Global photonics applications & technology. 2002. P. 1-5.
2. Каталог коммерчески доступных термоэлектрических модулей.[Электронный ресурс]. URL: <http://www.rmtltd.ru/> .
3. *Mickelson A. R., Basavanahally N. R., Lee Y. C.* Optoelectronic packaging. USA: John Wiley & Sons, Inc., 1997. 227 p.

СОЗДАНИЕ ВОЛНОВОДОВ В КРИСТАЛЛАХ И СТЕКЛАХ ПУЧКОМ ИОНОВ

Ю. В. Гурова

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

Оптический волновод – это базовый элемент интегральных фотонных систем, который определяется как среда с высоким показателем преломления, окруженная областями с низким показателем преломления. ОВ могут ограничивать распространение света в малых объемах в одном или двух измерениях, то есть линейная конфигурация для одномерного измерения и канальная геометрия для двумерного. Преимущество структуры волноводов – малый размер, который позволяет производить компактные оптические схемы или чипы для легкого совмещения с другими фотонными компонентами. Рассмотрим текущий прогресс в обработке ионными лучами кристаллов ниобата. Энергетический ионный луч влияет на свойства твердого материала при помощи различных типов взаимодействий ион-поверхность:

- ионно-лучевое травление;
- ионная имплантация;
- облучение быстрыми ионами;
- направленные пучки ионов;
- усиленное ионно-лучевое травление.

Ионно-лучевое травление

Фрезерованием ионными лучами можно удалять выбранные области поверхности кристалла при помощи эффекта распыления. Оно широко применяется для микро и наноструктурирования поверхности кристалла ниобата лития. Типичный диапазон энергий – 500-2000 эВ. Большая часть кинетической энергии падающих ионов передаётся атомам образца, что приводит к смещению атомов в поверхностном слое, оставляя поверхность в беспорядочном состоянии для последующего удаления уровня за уровнем. Процесс распыления происходит, когда энергия, передающаяся атомам образца, превосходит энергию их связи в решётке. Ионно-лучевое травление широко используется в производстве полупроводниковых устройств, а также для конфигурации многих непроводящих оптических материалов, включая кристаллы ниобата лития.

Ионная имплантация

Ионы с энергиями выше 100 кэВ вероятнее внедрятся в субстрат, нежели разрушат поверхность. Внедрители, tandemные ускорители и прочие устройства используются для генерации пучков легких и тяжелых ионов. Глубина внедрения определяется массой иона, его энергией и материалом субстрата. Высокие дозы легких ионов, обычно водорода или гелия, создают повреждённый уровень на некоторой глубине кристалла LN.

В фотонике, ионное внедрение зарекомендовало себя как эффективный метод производства оптических волноводных структур во многих материалах.

Облучение быстрыми ионами

В производстве оптических волноводов, ионы, обладающие энергиями больше 1 МэВ называют «быстрыми». Каждый падающий ион создаёт аморфный след диаметром в несколько нанометров. При ультранизких дозах эти следы не пересекаются, а в случае более высоких концентраций наноследы обладают гомогенной суперпозицией, формируя сильноповреждённый уровень на большой глубине образца. Глубина залегания зависит от природы иона и его энергии, тогда как ширина слоя увеличивается при повышении дозы облучения. Облучённый уровень может быть использован как «толстый» барьер, ограничивающий распространение света в среде. Для бомбардировки кристаллов ниобата лития применяются быстрые легкие ионы, например, гелий.

Направленные пучки ионов

Направленные пучки ионов могут напрямую записывать поверхностные волноводы на кристалл. Этот метод широко используется в полупроводниковой промышленности и материаловедении для точечного анализа доставки и обработки материалов. Эти пучки, диаметром от нескольких микрон до сотни нанометров, обеспечивают (непосредственное) структурирование областей малых площадей или объёмов, формируя микро и наноструктурные системы. Главным преимуществом НПИ над другими микро и наноинженерными техниками, (такими как лазерная абляция) являются относительно гладкие границы сформированных структур.

Изобретение фотонных кристаллов стало результатом эволюции оптических систем путем включения структур наномасштаба. Фотонные структуры и устройства, основанные на волноводах, полученных обработкой ниобата лития ионными лучами, обладают разнообразием применений – в оптике, акустике, голографических устройствах хранения информации и т.д.

Еще одним важным материалом для устройств интегральной оптики являются Силикатные стекла. Они технологичны и обладают высокими оптическими и механическими характеристиками. Существует ряд методов формирования градиентных оптических волноводов в стеклах. К ним относятся метод ионного обмена.

Формирование люминесцентных оптических волноводов в силикатном стекле при вводе ионов меди методом ионного обмена

Люминесцентные оптические волноводы представляют практический интерес при разработке волоконных датчиков, например, для датчиков температуры, УФ излучения, а также при разработке волноводных концентраторов солнечного излучения для солнечных элементов. Мы рассмотрим формирование люминесцентных оптических волноводов в

силикатном стекле при вводе ионов меди методом ионного обмена. Волноводный слой, возникший в приповерхностном слое стекла в результате ионного обмена, обладает люминесценцией в видимой области спектра, причем вклад в люминесценцию вносят ионы Cu^+ , молекулярные кластеры Cu_n и димеры Cu^+-Cu^+ . благодаря высокой поляризуемости ионов Cu^+ увеличивается модуляция показателя преломления стекла при вводе ионов меди методом ионного обмена (ИО), что увеличивает эффективность каналирования волноводных мод в волноводном слое. По этой причине исследование особенностей формирования люминесцентного волновода при вводе ионов меди методом ИО представляет не только научный, но и практический интерес. На основе этих управляющих структур были реализованы функциональные устройства, такие как волновые модуляторы, волновые лазеры, электро-оптические волновые фильтры, нелинейные преобразователи частот и различные сенсоры.

Список литературы

1. *Chen F.* Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ion beams // *Journal of Applied Physics*. 2009. Vol. 106. 081101
2. Физический энциклопедический словарь. М.: Большая Российская энциклопедия, 1995. 928 с.
3. Энциклопедия физики и техники // [Электронный ресурс]. URL: http://femto.com.ua/articles/part_1/0549.html.
4. Подсвилов О. А., Сидоров А. И., Чураев Д. В. Особенности формирования оптических волноводов в силикатном стекле при высокой энергии и дозе электронного облучения // *Журнал технической физики*. 2014. Т. 84. Вып. 11. С. 96-100.
5. Дёмичева И. А., Сидорова А. И., Никонорова Н. В., Шахвердов Т. А. Формирование люминесцентных оптических волноводов в силикатном стекле при вводе ионов меди методом ионного обмена // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. 2015. Т. 15, №1. С. 54-59.

ПРОИЗВОДСТВО ЛИНЗОВАННЫХ ВОЛОКОН И ИЗМЕРЕНИЕ ИХ ПАРАМЕТРОВ

П. В. Карнаушкин

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

Под линзованными оптическими волокнами (ОВ) [1] понимаются монолитные оптические приборы, представляющие собой ОВ, которые имеют на конце линзу, либо утонение с линзой (Рис. 1).

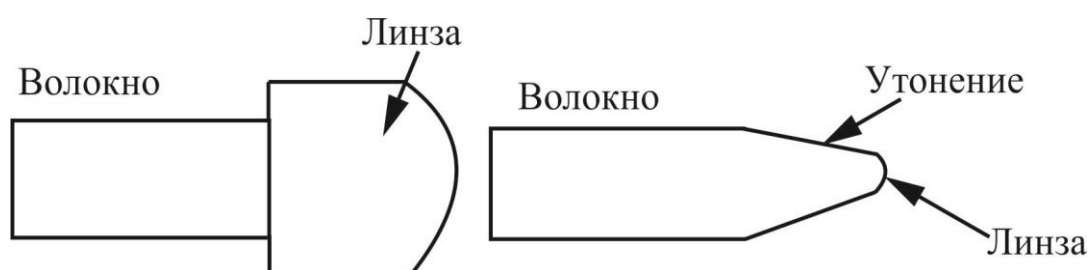


Рис. 1. Варианты линзованного и утоненного линзованного ОВ

В качестве основных характеристик линзованных ОВ используются: диаметр поля моды (ДПМ) D , фокусное расстояние f , и радиус кривизны линзы r (Рис. 2).

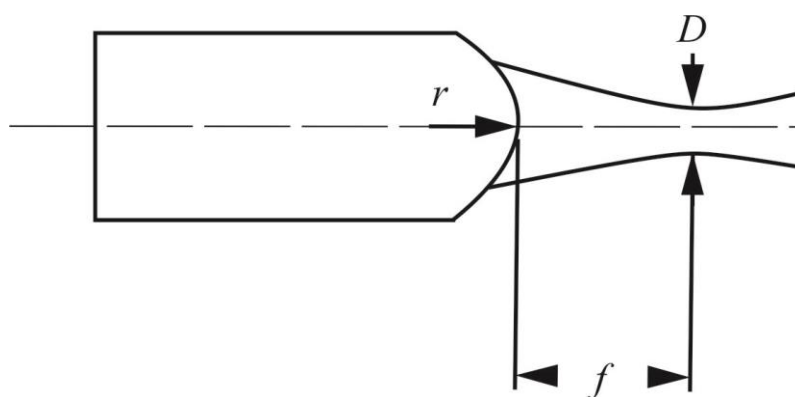


Рис. 2. Диаметр поля моды D , радиус кривизны r и фокусное расстояние f линзованного ОВ

Линзованные ОВ предназначены для оптимизации соединения между волокном и различными оптическими компонентами, такими как лазеры [2] и волноводы [3]. Свет на выходе из таких волокон образует фокус на конечном расстоянии, собираясь в пучок с определенным ДПМ.

Производство линзованного ОВ методом дугового плавления [1, 4] предполагает для плавления волокна использовать энергию электрической дуги, возникающей между двумя электродами, а форму и размеры кончика при-

давать поступательным и вращательным движением волокна, а также регулированием мощности электрической дуги. Данным методом возможно получение как ОВ со сферической линзой (Рис. 3 а), так и утоненного линзованного ОВ (Рис. 3 б).

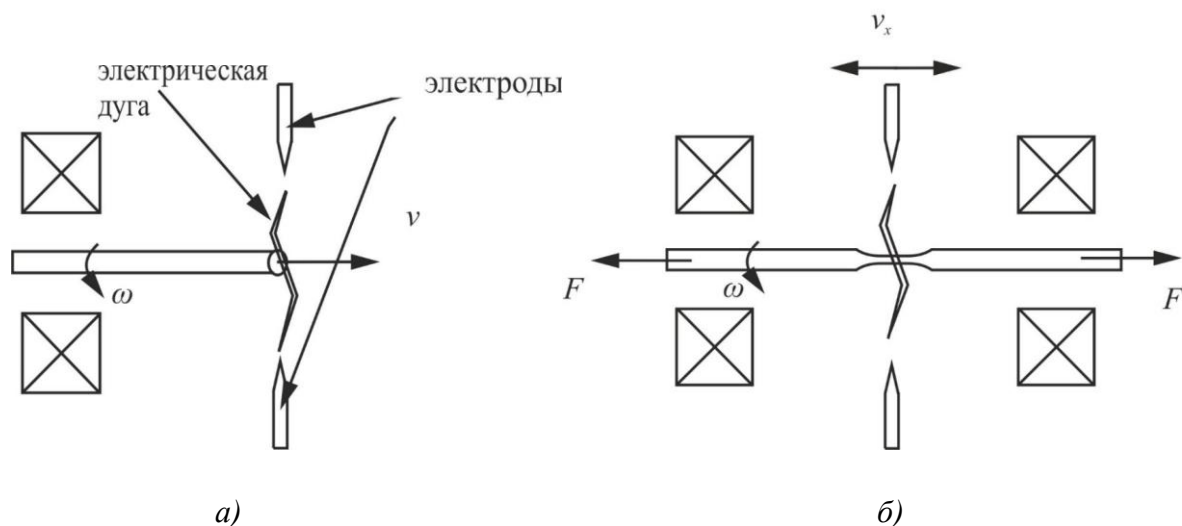


Рис. 3. а) схема метода дугового плавления для получения ОВ со сферической линзой; б) схема метода дугового плавления для получения утоненного линзованного ОВ

В ходе данной работы было получено 30 образцов с помощью ручного и автоматического методов (Рис. 4).

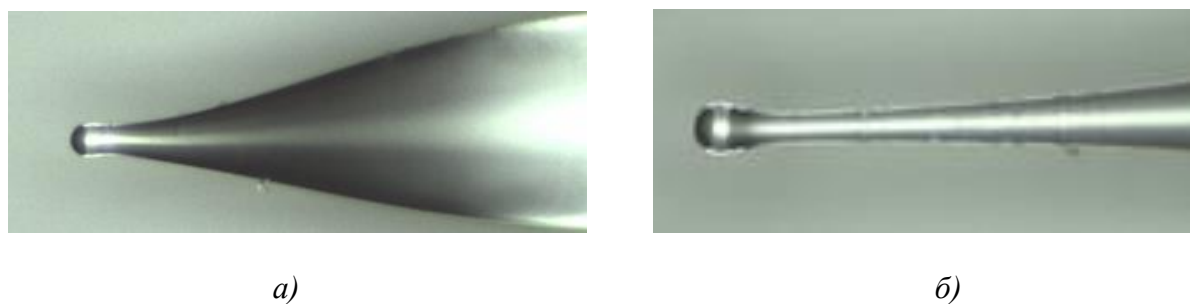


Рис. 4. Изображения линзованных ОВ, полученные на микроскопе Axiovert 40MAT: а) образец, полученный ручным методом; б) результат автоматического метода

Ручной метод дугового плавления был реализован на ручном аппарате для сварки волокна, собранном на АО ПНППК, а автоматический — с помощью аппарата для сварки оптических волокон Fujikura FSM-100P и программного ПО SpliceLab.

Фокусное расстояние линзованных волокон измерялось по схеме (Рис. 5), которая подобна схеме в [5], но вместо измерителя мощности, лазера, и циркулятора использовался измеритель обратного отражения FOD 1206B, который способен измерять потери отраженного излучения относительно подаваемого.

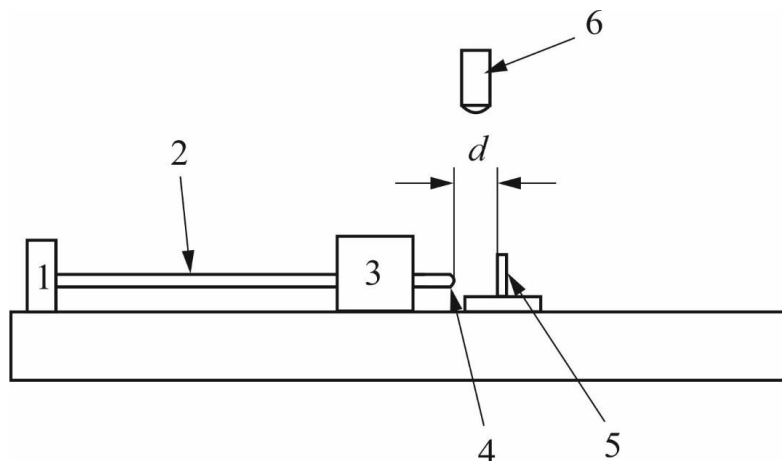


Рис. 5. Схема метода измерения фокусного расстояния: 1 — измеритель обратного отражения FOD 1206B, 2 — волокно, 3 — подвижка с микрометром Thorlabs NanoMax-TS, 4 — линза на волокне, 5 — зеркало на расстоянии d от линзы, 6 — камера системы технического зрения

На рисунке 6 изображена самая важная часть собранной установки — линзованное волокно 1 в держателе на подвижке с микрометром Thorlabs NanoMax-TS и зеркало 2 напротив, на рисунке 7 — изображение, полученное системой технического зрения вблизи точки касания линзы и зеркала, а на рисунке 8 — график зависимости отраженной нормированной мощности от расстояния между зеркалом и линзой для одного из образцов. Фокус линзы расположен на расстоянии $d = 70$ мкм.

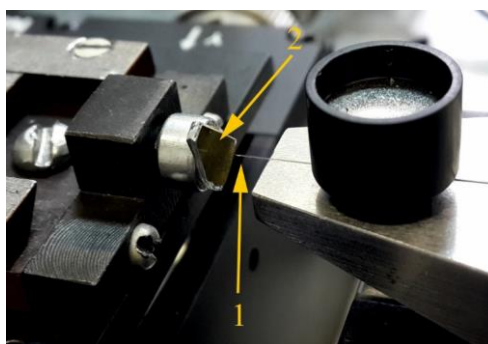


Рис. 6. Лабораторная установка для измерения фокусного расстояния линзованных волокон: 1 — линзованное волокно, 2 — зеркало



Рис. 7. Изображение вблизи точки касания линзы и зеркала

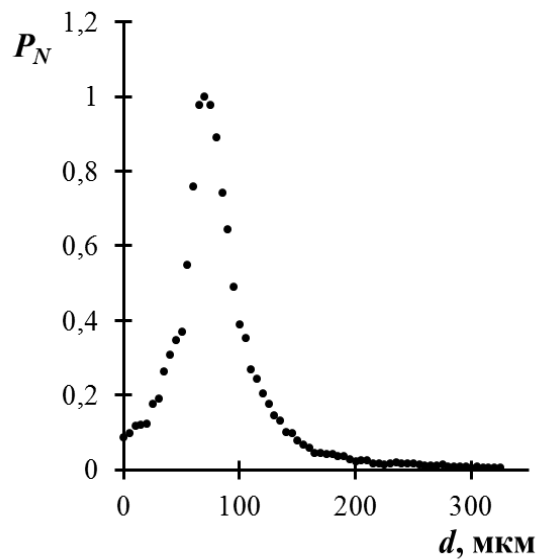


Рис. 8. Зависимость нормированной мощности отраженного света P_N от расстояния между зеркалом и линзованным волокном d

Таким образом, в ходе данной работы опробована технология производства линзованного ОВ ручным методом дугового плавления, разработана технология производства линзованного ОВ автоматическим методом, собрана и усовершенствована установка для измерения фокусного расстояния линзованного ОВ, которая оснастилась системой технического зрения. Получена партия из 30 шт. образцов, у которых измерено фокусное расстояние.

Список литературы

1. Патент US 2003/0053751A1G02B6/32. Thermally-formed lensed fibers / Ukrainczyk L., Vastag D. L. Оpubл. 20.03.2003.
2. Ghafoori-shiraz H., Asano T. Microlens for coupling a semiconductor laser to a single-mode fiber // Optics Letters. 1986. Vol. 11, № 8. P. 537-539.
3. Brenner T., Melchior H. Integrated optical modeshape adapters in In-GaAsP/InP for efficient fiber-to-waveguide coupling // IEEE Photonics Technology Letters. 1993. Vol. 5, № 9. P. 1053-1056.
4. Borzycki K, Schuster K. Photonic Crystals – Introduction, Applications and Theory. InTech. New-York. 2012. 356 p.
5. Li E. Characterization of a fiber lens // Optics Letters. 2006. Vol. 31, № 2. P. 169-171.

КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ СБОРКИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СОЕДИНИТЕЛЕЙ

А. А. Козлов, У. О. Салгаева, А. Б. Волынцев

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

Одним из перспективных направлений развития оптоэлектроники являются технологии фотонной интеграции и разработка на их основе фотонных интегральных схем (ФИС) — многокомпонентных фотонных устройств, изготовленных на плоской подложке и выполняющих функции обработки оптических сигналов.

Для ряда применений требуется обеспечить ввод и вывод оптического излучения в ФИС. Такая необходимость возникает в случае, например, если оптическая схема предусматривает наличие внешнего фотоприемника или источника оптического излучения. Для ввода или вывода сигнала в ФИС используются оптические волокна различного типа. Ситуация осложняется тем, что часто ввод и вывод оптического излучения необходимо осуществлять через несколько оптических каналов. Индивидуально выполнять стыковку одиночных волокон и канальных волноводов ФИС проблематично.

Решением данной проблемы может стать создание волоконно-оптического соединителя, который позволяет осуществлять процесс стыковки нескольких волокон и канальных волноводов одновременно. Целью работы являлась разработка конструкции и технологии сборки многоканальных волоконно-оптических соединителей (ВОС) для стыковки ФИС.

Волоконно-оптические соединители представляют собой небольшой параллелепипед из материала, в который вклеено оптическое волокно [1]. Материал ВОС должен быть согласован по коэффициенту линейного теплового расширения (КЛТР) с материалом ФИС.

Авторами был произведен обзор существующих патентов на конструкции многоканальных ВОС. Наиболее оптимальной, по мнению авторов, является конструкция, приведенная в патенте [2]. На рисунке 1 изображен вид конструкции с торца.

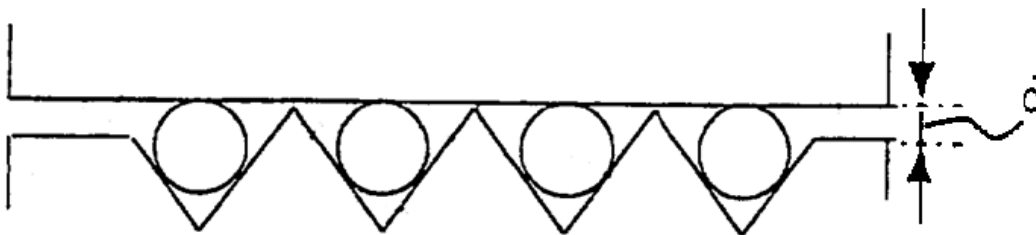


Рис. 1. Вид конструкции с торца [2]

Данная конструкция включает в себя подложку с вырезанными в ней V-образными пазами, оптические волокна и стеклянную крышку. Крепление компонентов происходит при помощи эпоксидного клея. При этом обеспечивается контакт оптического волокна с поверхностями V-образного паза и крышки в трех точках для высокой точности позиционирования волокон. Также данная конструкция позволяет использовать волокна различных диаметров при одной глубине паза.

На основе конструкции, приведенной в патенте [2], была разработана конструкция ВОС, которая могла быть реализована с учетом технических возможностей ОА «ПНППК». Были созданы чертежи подложки с двумя вариантами глубины паза (60 и 97 мкм). Подложка содержала 8 пазов, выполненных на одинаковом расстоянии (250 мкм). Создание пазов производилось методом высокоточной дисковой резки при помощи алмазного диска с углом раствора 90° . В качестве материала подложки для отработки технологии был использован ниобат лития.

Геометрия полученных подложек с созданными V-образными пазами была изучена с помощью инвертированного микроскопа отраженного света Axiovert 40 MAT. На рисунке 2 приведено изображение подложки с глубиной пазов 97 мкм.

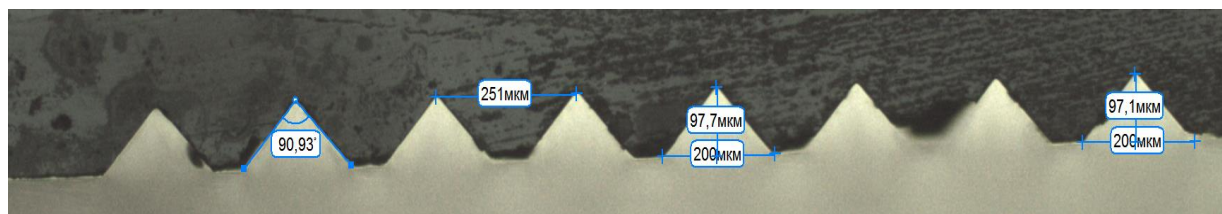


Рис. 2. Подложка с V-образными пазами с глубиной 97 мкм

Для осуществления процесса сборки многоканального ВОС была собрана экспериментальная установка, принципиальная схема которой изображена на рисунке 3.

Установка состоит из следующих блоков: столик, с закрепляемой подложкой; столик с зажимом для оптического волокна; подвижек, которые позволяют укладывать волокна в пазы подложки; системы контроля процесса укладки, состоящей из оптического микроскопа и торцевой камеры. Данная установка позволяет позиционировать волокна с достаточно высокой точностью. Технология укладки волокон, осуществляемая на данной установке, позволяет укладывать заранее приготовленные волокна вровень с торцом подложки, что позволяет избежать стадии полировки торца ВОС по завершении вклейки волокон. Данная особенность интересна для создания многоканальных ВОС с линзованными волокнами.

Для крепления компонентов использовался эпоксидный клей фирмы Addison ACW. Для увеличения точности позиционирования волокон

использовалась крышка, задающая третью точку касания для волокна, но на постоянной основе она не крепилась.

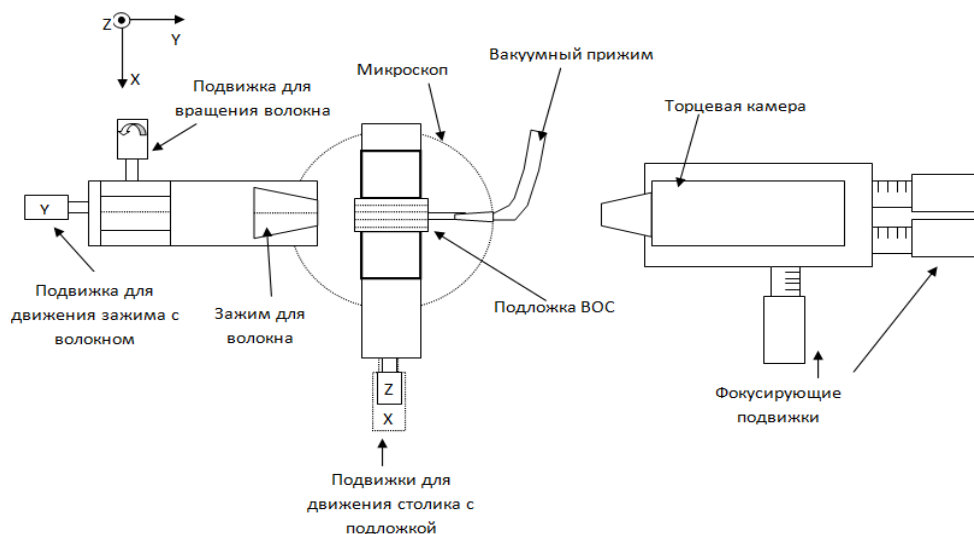


Рис. 3. *Схема установки для сборки многоканальных ВОС*

На рисунке 4 приведено изображение опытного образца, собранного на данной установке с четырьмя вклеенными в V-образные пазы оптическими волокнами.

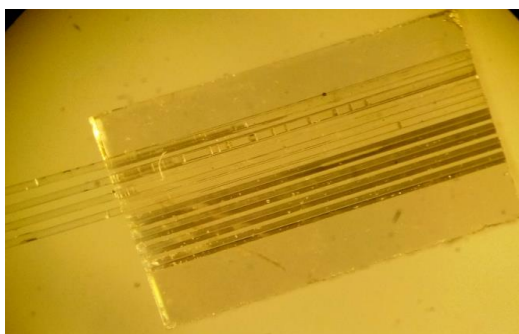


Рис. 4. *Опытный образец многоканального ВОС (вид сверху)*

Ручное нанесение клея приводило к затеканию клея в соседние пазы, который после отверждения усложнял процесс позиционирования волокна и являлся причиной перекосов волокна в рядом расположенных пазах. Эта особенность видна на рисунке 5.

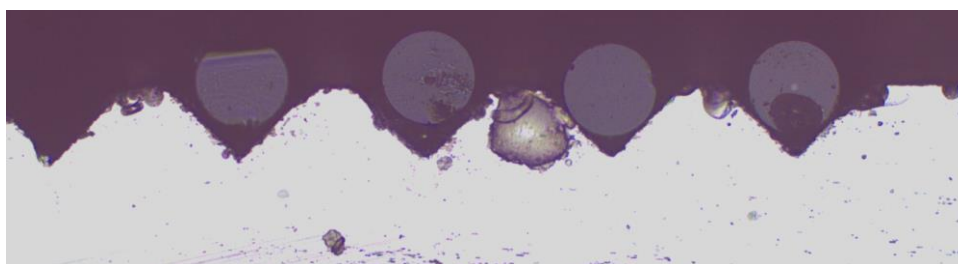


Рис. 5. *Опытный образец многоканального ВОС (вид с торца)*

Перекосы оптического волокна, наряду с загрязнением поверхности паза, неравномерным отверждением клея, захватом клеем пузырей воздуха и др. являются факторами, негативно сказывающимися на качестве сборки ВОС.

Также наблюдается проблема, связанная с несоответствием коэффициентов линейного теплового расширения материалов компонентов ВОС [3]. КЛТР клея на 2 порядка выше, чем у остальных компонентов, что может приводить к смещению сердцевины оптического волокна относительно центрального положения при эксплуатации ВОС в широком диапазоне температур. Для исследования данной проблемы была построена модель ВОС в программном пакете COMSOL Multiphysics, предназначенном для анализа процессов методов конечных элементов в различных областях физики и инженерии, включая рассмотрение связанных (мультифизических) задач. Для анализа заявленной проблемы использовался модуль «Тепловое расширение». Исследование поведения ВОС проводилось в диапазоне температур от -50°C до $+60^{\circ}\text{C}$. В результате выявлено, что смещение сердцевины в рабочем диапазоне температур не превышает 0,2 мкм, что является допустимым и не приводит к значительным оптическим потерям.

Таким образом, в ходе работы были изготовлены опытные образцы многоканальных ВОС, выявлены технологические проблемы, подлежащие дальнейшему решению путем доработки конструкции многоканальных ВОС и изменения технологии сборки.

Работа выполнена в рамках проекта № 02.G25.31.0113 «Разработка базовой технологии и создание производства фотонных интегральных схем для приборов, систем и комплексов оптоэлектронного навигационного приборостроения», реализуемого АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» совместно с ФГБОУ ВПО «Пермский государственный национальный исследовательский университет» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

1. *Отчет о патентных исследованиях* по конструкции и технологии сборки ФИС от 7 июля 2014 г., АО ПНППК.
2. *Патент* US 2003/0021573A1. Optical fiber array / Matsumoto A, Fukuyama M. Патентообладатель Ngk Insulators, Ltd. Оpubл. 30.01.2003.
3. Uddin M. A., Ali M. Y. Materials and fabrication issues of fiber array // e-journal Reviews on advanced material science. 2009. №21. P. 155-164.

МЕТОД ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ЗАПИСИ ВОЛНОВОДОВ

Д. Н. Москалев, Р. С. Пономарев

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

Оптическими волноводами называют устройства, которые способны проводить свет в заданном направлении с минимальными потерями. Принцип работы волновода основан на явлении полного внутреннего отражения. Когда свет проходит через среду с показателем преломления большим, чем у ее окружения, то можно добиться многократного отражения света от границы раздела, вследствие чего свет будет распространяться по волноводу, проходя зигзагообразный путь [1]. В настоящее время существует несколько методик создания волноводов, мы рассмотрим протонный обмен, диффузию титана, бомбардировку ионными пучками и запись волноводов с помощью импульсного фемтосекундного лазера [1, 2].

Рассмотрим фемтосекундную запись волноводов. Данная методика позволяет получать погруженные в глубину кристалла волноводные структуры в полупроводниках и диэлектриках [5]. Основным инструментом, необходимым для создания волноводов, является импульсный фемтосекундный лазер, который дает широкий спектр возможностей придавать необходимые характеристики проводящим структурам, в зависимости от выбранного излучения, величины энергии и механизмов, которые участвуют в процессе изменения показателя преломления. В зависимости от количества переносимой энергии ультракороткими лазерными импульсами, а также от характеристик используемого излучения, происходит либо генерация точечных дефектов, либо образование уплотнений вещества, либо появление электронно-дырочной плазмы, являющейся связанным состоянием электрона и дырки. Во время возникновения фемтосекундных импульсов плотно сосредоточенных в объеме, который подвергается облучению, будет происходить нелинейное поглощение энергии ультракоротких лазерных импульсов, связанное с нелинейными механизмами многофотонной, туннельной и лавинной фотоионизации или их сочетания, что приведет к изменению структуры кристаллической решетки, обуславливая изменение показателя преломления [3]. В случае когда образец облучается высокоэнергетическими лазерными импульсами, происходит сильное искажение кристаллической решетки, что, в свою очередь, является причиной снижения коэффициента оптической нелинейности. Когда используются низкоэнергетические импульсы, кристаллическая решетка в основном сохраняется и изменение показателя преломления может быть обусловлено небольшими искажениями решетки и изменениями плотности облученного вещества [4]. Вследствие того, что используются ультракороткое лазерное излучение, в кристалле не возникают

механические и оптические повреждения. К преимуществам данного метода можно отнести:

1. Легкость одностадийного процесса.
2. Отсутствие чувствительности параметров волновода к качеству поверхности.
3. Поддержка любого состояния поляризации.
4. Высокая симметрия поддерживаемой моды излучения.

Несмотря на эти преимущества, которыми обладает данный метод, есть вопросы, которые остаются открытыми. В частности это устойчивость волновода, как при комнатной температуре, так и после проведения термической обработки. Что касается устойчивости волновода, то она может составлять период более четырех месяцев. Нагревание волноводов в течение нескольких часов до более чем 150°C приводит к снижению удерживающей способности волновода, с последующим увеличением эффективного сечения проводящей области. Однако, волноводы, записанные с помощью высокоэнергетических импульсов, не разрушаются после термической обработки [5].

Список литературы

1. *Блистанов А. А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики: учебное пособие для вузов. М.: МИСИС, 2000. 432 с.
2. *Chen F.* Photonic guiding structures in lithium niobate crystals produced by energetic ions beam // *Journal of Applied Physics*. 2009. V. 106, No 8. 081101.
3. *Заярный Д. А., Ионин А. А., Кудряшов С. И.* Нелинейные механизмы поглощения при фемтосекундной лазерной абляции поверхности силикатного стекла // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. С. 350-354.
4. *Thomson R. R., Campbell S., Blewett I. J., Kar A. K., Reid D. T.* Optical waveguide fabrication in z-cut lithium niobate (LiNbO₃) using femtosecond pulses in the low repetition rate regime // *Applied Physics Letters*. 2006. Vol. 88 (11). 111109.
5. *Osellame R., Lobino M., Chiodo N., et al.* Femtosecond laser writing of waveguides in periodically poled lithium niobate preserving the nonlinear coefficient // *Applied Physics Letters*. 2007. Vol. 90 (24). 241107.

ГИБРИДНЫЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ

С. О. Оборина, Л. В. Спивак

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

Уже давно замечено, что комбинации различных материалов проявляют улучшенные свойства по сравнению с индивидуальными веществами. Особый интерес вызывают комбинации органических и неорганических составляющих. Примером таких комбинаций являются кости или перламутр. Однако материал получается неоднородным, поскольку для природных композитов размер неорганических частиц лежит в пределах от нескольких микрон и до нескольких миллиметров.

Если уменьшать размер неорганических частиц гибридного материала до размера молекул органической части (несколько нанометров), то можно повысить однородность композита и получить материалы с улучшенными свойствами. Такие материалы называют гибридными наноматериалами.

Неорганическими строительными блоками таких материалов могут являться наночастицы, макромолекулы, нанотрубки или слоистые вещества. Число органических строительных блоков велико. Поэтому возможно огромное количество комбинаций органических и неорганических блоков, и соответственно новых гибридных материалов.

Целью данной работы является получение по возможности полной информации о гибридных наноматериалах. Анализ, систематизация и обобщение полученной информации.

Для достижения поставленной цели будут решены следующие задачи:

1. Изучить известные на сегодняшний день гибридные наноструктуры.
2. Изучить различные способы получения гибридных наноматериалов.
3. Выявить области применения данных материалов.

Гибридные наноматериалы — это материалы, характерной чертой которых является нанометровый размер их структурных элементов [1].

Наиболее распространены три основных метода получения гибридных наноматериалов:

1. золь-гель метод;
2. интеркаляция полимеров и наночастиц в слоистые структуры;
3. сочетание процессов полимеризации и формирования наноразмерных частиц, обеспечивающее гомогенное диспергирование неорганического компонента в полимерной матрице.

Термин «сверхрешетка» обычно используют для периодических структур, состоящих из тонких слоев двух полупроводников, повторяющихся в одном направлении [2].

Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой одну из наиболее быстро развивающихся областей физики твердого тела. Они являются объектами особого интереса для физиков. Композиционные сверхрешетки с

их широкими возможностями перестройки представляют собой важный новый класс полупроводников, оказывающий большое влияние не только на физику твердого тела, но также на современную технологию электронных приборов.

В настоящее время область науки, связанная с гибридными наноматериалами, только начинает развиваться, но уже есть примеры успешного внедрения этих материалов в промышленные разработки.

Так, вещества, состоящие из неорганической матрицы, образованной различными силикатами, с включениями органических молекул, применяют как фотохромные и электрохромные материалы [3]. Меняя органическую составляющую, можно управлять оптическими свойствами.

Кроме того, одна из областей применения гибридных материалов — это твердые электролиты — сочетание ион и электрон-проводящих свойств различных органических молекул с термостойкостью и прочностью неорганической матрицы. Существует еще много областей применения гибридных наноматериалов.

Ввиду уникальных свойств можно сделать вывод, что исследования в области гибридных наноматериалов приведут к новейшим прорывам в материаловедении.

Список литературы

1. *Бондалетова Л. И.* Полимерные композиционные материалы. Томск: Томс. ун-т, 2013. 118 с.
2. *Асеев А. Л.* Атомная структура полупроводниковых систем. СО РАН, 2006. 292 с.
3. *Старостин В. В.* Материалы и методы нанотехнологий. М.: Бином, 2012. 431 с.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

Е. А. Поспелова, И. С. Азанова

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

В настоящее время все чаще применяют периодическую доменную структуру в монокристаллах ниобата лития (LiNbO_3) в науке и технике. Ниобат лития – это сегнетоэлектрик, обладающий свойствами нелинейности, высокой температурой Кюри, высокими электрооптическими коэффициентами, что довольно редко встречается. Обычно сегнетоэлектрик не является однородно поляризованным, он состоит из доменов – «областей» с различными направлениями поляризации. Применение метода полинга один из способов получения периодической доменной структуры.

Цель данной работы – изучение способов создания периодической доменной структуры монокристалла ниобата лития и примеры их применения.

Задачи работы включают в себя изучение:

- 1) структуры кристалла ниобата лития (LiNbO_3);
- 2) структуры домена и его особенности;
- 3) способов создания доменных структур;
- 4) примеров применения.

Основные свойства ниобата лития представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Основные свойства НЛ [1].

Наименование характеристики	Величина
Химическая формула	LiNbO_3
Пространственная группа	R_{3c}
Постоянные кристаллической решетки в гексагональном представлении, Å	$a = 5,15$ $c = 13,86$
Плотность, кг/м^3	4648,5
Показатели преломления: обыкновенный n_o : необыкновенный n_e :	2,28 2,20
Температура плавления, T_m (°C)	1240
Температура Кюри, T_C (°C)	1145
Коэффициент теплового расширения, $^{\circ}\text{C}^{-1}$: вдоль оси X: вдоль оси Z:	$14 \cdot 10^{-6}$ $4 \cdot 10^{-6}$
Статическая диэлектрическая проницаемость: ϵ_{11} : ϵ_{33} :	84,6 29,1

У монокристалла ниобата лития имеются обширные монодоменные области. Домены (франц. *domaine* означает «владение», «область», «сфера») – это области химически однородной среды, отличающиеся упорядоченностью в расположении или ориентации частиц. Домены отделены друг от друга доменными стенками или границами. Сегнетоэлектрические доменные стенки в отличие от ферромагнитных, намного тоньше, с постоянной кристаллической решеткой. С помощью экранирования можно стабилизировать структуру домена навсегда. Домены наблюдаются как в проходящем, так и в отраженном свете, в зависимости от свойств сегнетоэлектрического кристалла [2].

Домен, если смотреть по оси z , можно увидеть в виде шестиугольной формы (Рис. 1 а). В результате роста домена образуются совершенные шестиугольные домены со сторонами строго ориентированные вдоль Y -направлений, за счет анизотропии движения доменных стенок. Также можно увидеть домен неправильной формы (рис. 1, б, с), это происходит за счет нарушения равновесия, после чего создается неустойчивое состояние.

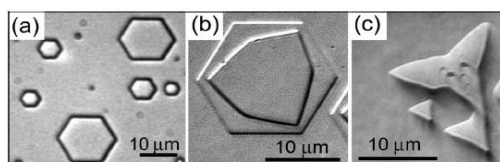


Рис. 1. *Формы изолированных доменов [3]*

Доменная структура – совокупность доменов различной ориентации. Анализ доменных конфигураций, полученных после частичных переключений, позволил выделить несколько стадий эволюции доменов, которые описаны в статье [3]: (1) зарождение новых доменов, (2) прямое прорастание доменов, (3) боковое движение доменных стенок, (4) сращивание остаточных доменов, и (5) спонтанное обратное переключение (Рис. 2).

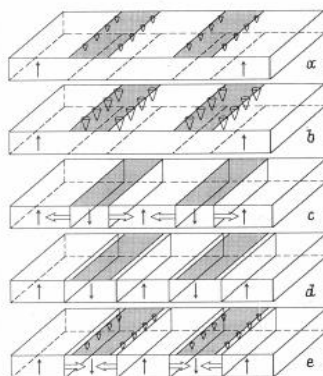


Рис 2. *Основные стадии эволюции доменов при переключении монодоменной пластины: а) зарождение новых доменов, б) роста вперед домена, с) боковое отклонение роста домена, d) сращивание остаточных доменов, е) спонтанная обратного переключения [4].*

Периодическую доменную структуру можно встретить в интегрально – оптических приборах, например:

1. Лазерное проекционное телевидение: рынок проекционных дисплеев для домашних кинотеатров и залов заседаний, и специальное освещение.

2. Прецизионная обработка материалов: компактные источники зеленого света на основе волоконного лазера.

3. Биомедицинские инструменты: надежный компактный лазерный источник синего света.

4. Подводная связь: надежные, компактные и рентабельные лазерные источники сине-зеленого излучения.

5. ЛИДАРЫ: компактные лазеры определенной длины волны в ИК диапазоне низким энергопотреблением.

Существуют несколько методов создания регулярных доменных структур. Процесс переключения ориентации поляризации в доменах называют полингом. В 1986 году открыто явление оптического полинга, при котором электрическое поле создавалось оптическим излучением [5]. Проводились активные исследования и разработки других видов полинга.

Различают:

- оптический полинг [5];
- полинг внешних полей;
- ультрафиолетовый полинг [6];
- полинг электронным пучком [7];
- тепловой полинг (температурный) [8];

В таблице 2 кратко описаны некоторые виды полинга и их эффективность, что дает сравнительный анализ применения полинга.

Таблица 2. Краткое описание видов полинга и их эффективность

Название полинга	Условия возникновения	Эффективность
Оптический	Воздействует свет на изотропную среду пространственно-неоднородной электрической поляризации, которая остается в среде после выключения света.	Получаются оптические решетки нелинейной поляризуемости второго порядка, обратимое изменение симметрии. Возможны нелинейные трехволновые взаимодействия.
Полинг внешнего поля	Предварительное нанесение системы полосовых электродов на поверхность тонких образцов (толщина $d > 1\text{ мкм}$) перпендикулярных осям поляризации.	Появляется большое количество электронов создающих пространственный заряд.
Ультрафиолетовый	УФ фемтосекундный лазерный источник и нелегированный образец.	Получаются поляризованные образцы с нелинейностью второго порядка.

Тепловой (температурный)	Процесс «вмораживания» электрического поля.	После охлаждения фиксация распределения зарядов, получают квадратичную нелинейность.
Полинг электронным лучом	Растрово электронный микроскоп.	Создание на Y-срезах в легированных кристаллах LiNbO ₃ серию периодических доменных структур.

В работе были рассмотрены материалы о ниобате лития и о доменных структурах. Периодические доменные структуры с периодом 1 мкм и менее являются перспективным направлением и активно развивается.

Список литературы

1. Кузьминов Ю. С. Ниобат и танталат лития. Материалы для нелинейной оптики // М.: Наука, 1975. 223 с.
2. Шур В. Я., Румянцев Е. Л. Исследование кинетики субмикронных и нанодоменных структур в сегнетоэлектрических монокристаллах при внешних воздействиях: учебное пособие // УрГУ им. А. М. Горького, Екатеринбург, 2007. 48 с.
3. Shur V. Ya., Akhmatkhanov A. R., Baturin I. S. Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // Applied Physics Reviews. 2015. Vol. 2. 040604-5.
4. Шур В. Я., Румянцев Е. Л., Бачко Р. Г., Миллер Г. Д., Фейер М. М., Байер Р. Л. Кинетика доменов при создании периодической доменной структуры в ниобате лития // Физика твердого тела. 1999. Т. 41, вып. 10. С. 1831-1837.
5. Österberg U., Margulis W. Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber // Optics Letters. 1986. Vol. 11(8). P. 516-518.
6. Corbari C., Kazansky P., Stephen S. A., Nikogosyan D. N. Ultraviolet poling of pure fused silica by high-intensity femtosecond radiation // Applied Physics Letters. 2005. Vol. 86. 071106.
7. Restoin C., Darraud-Taupiac C., Decossas J.L. et.al. Electron-Beam Poling on Ti:LiNbO₃ // Appl. Opt. 2001. Vol. 40 (33). P. 6056-6061.
8. Myers R. A., Mukherjee N., Brueck S. R. J. Large second-order nonlinearity in poled fused silica // Optics Letters. 1991. Vol. 16 (22). P. 1732-1734.

СИНТЕЗ СУПЕРПАРАМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ВНУТРИ УГЛЕРОДНЫХ НАНООБОЛОЧЕК

Г. А. Рудаков

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

Объектом исследования в этой работе являются наночастицы переходных металлов (Ni, Co и Fe) в углеродных наноболочках. Они обладают огромной удельной площадью, химически инертны за счёт углерода, весьма стабильны к механическим воздействиям за счет своей структуры и состава, а также проявляют суперпарамагнитные свойства [1, 2]. Они интересны как для фундаментальных исследований наноматериалов, так и для будущих применений в промышленности, таких как нанооптические магнитные устройства [3], суперконденсаторы [4] и материалы для анодов литий-ионных батарей [5]. Отдельно стоит выделить перспективное применение наноболочек в медицине: присоединение молекул медикаментов [6] к поверхности наноболочек и последующая их доставка в нужный орган под действием приложенного внешнего магнитного поля. Вследствие своих суперпарамагнитных свойств в отсутствие магнитного поля такие наночастицы не объединяются в кластеры, что позволяет им свободно покидать организм с естественным током крови или лимфы [7].

Существующие на данный момент методы получения наноболочек сложны в реализации или дорогостоящи [6], а сами наноболочки с наночастицами переходных металлов малоизучены, поэтому целью данной работы является синтез суперпарамагнитных наночастиц никеля, кобальта и железа внутри углеродных наноболочек оригинальным методом отжига в атмосфере азота. Себестоимость реагентов, необходимых для синтеза 1 г таких наночастиц, не превышает 50 рублей.

Наночастицы переходных металлов в углеродных наноболочках были синтезированы следующим образом: порошок ацетата никеля $\text{Ni}(\text{CH}_3\text{COO})_2$, кобальта $\text{Co}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ или железа $\text{Fe}(\text{CH}_3\text{COO})_2$ и порошок лимонной кислоты ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) в соотношении 1:1 смешивали в дистиллированной воде так, чтобы полученная жидкость не содержала осадка, то есть до полного растворения компонентов. В ходе реакции с водой ацетаты соединялись с молекулами воды в гидраты ацетатов. Затем из полученной жидкости выпаривалась вся вода при температуре 90°C в течение 10 – 15 часов. Цель этого шага – создание соединения, в котором присутствуют никель, углерод, водород и кислород в избытке. После выпаривания воды, образцы представляли собой хрупкие кристаллы зелёного (никель), фиолетового (кобальт) и оранжевого (железо) цветов.

Затем образцы помещались в керамическую кювету (так как керамика стойка к кислотам и высоким температурам) и отжигались при

фиксированной температуре от 500 до 850 °С в атмосфере азота в течение 10 минут, после чего печь остывала естественным путем. Схема установки приведена на рисунке 1.

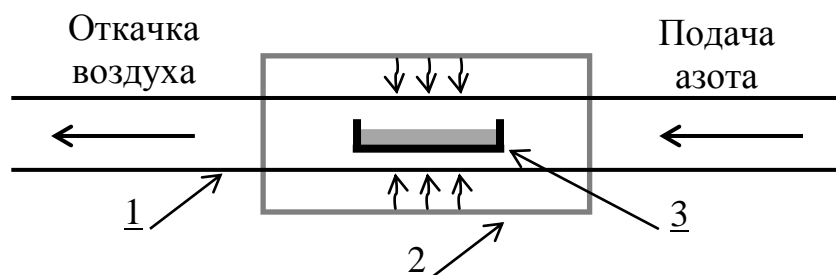


Рис. 1. Схема установки по отжигу смеси ацетата переходного металла и лимонной кислоты в атмосфере азота. Вакуумный насос откачивал воздух из кварцевой трубки 1 до давления в 20 Па и начиналась подача азота в 15 мм³ / с. В цилиндрической печи 2 начинался нагрев кварцевой трубки с образцом в керамической ювлетке 3 до нужной температуры

Итоговые образцы представляли собой кристаллы черного цвета.

Полученные образцы исследовались методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ПЭМВР), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и с помощью магнетометра вибрирующего образца (МВО).

Для того, чтобы изучить влияние температуры на параметры наночастиц, была проведена серия опытов с кристаллами тетрагидрата никеля и лимонной кислоты: их нагревали до 500, 550, 600, 700 и 850 °С. Снимки ПЭМВР приведены на рисунке 2.

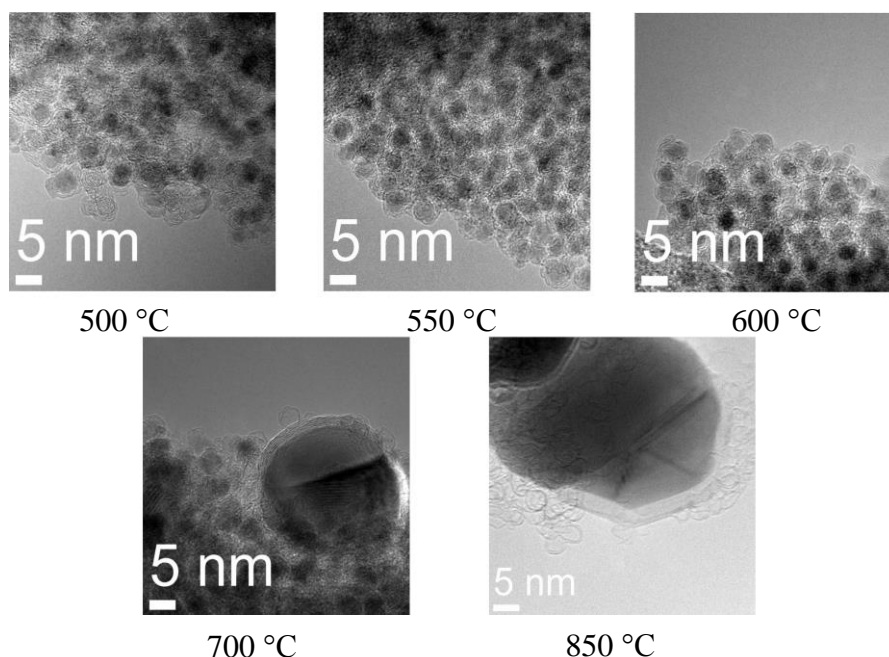


Рис. 2. Снимки с ПЭМВР наночастиц никеля в углеродных нанооболочках при разных температурах отжига

Как видно из рисунка 2, с увеличением температуры отжига размеры наночастиц увеличиваются. Причём при температуре в 700 °С и выше их размеры и количество слоёв углерода в наноболочках резко увеличиваются от 5-6 нм и 2-3 слоёв до 30-35 нм и 8-10 слоёв.

Размеры доменов в ферромагнетиках составляют от 1 до 10 нм, поэтому для синтеза суперпарамагнитных наночастиц никеля, кобальта и железа в углеродных наноболочках была выбрана температура в 600°С как оптимальная.

На рисунке 3 представлены снимки с ПЭМВР и СЭМ наночастиц никеля, кобальта и железа в углеродных наноболочках, отожжённых при 600°С.

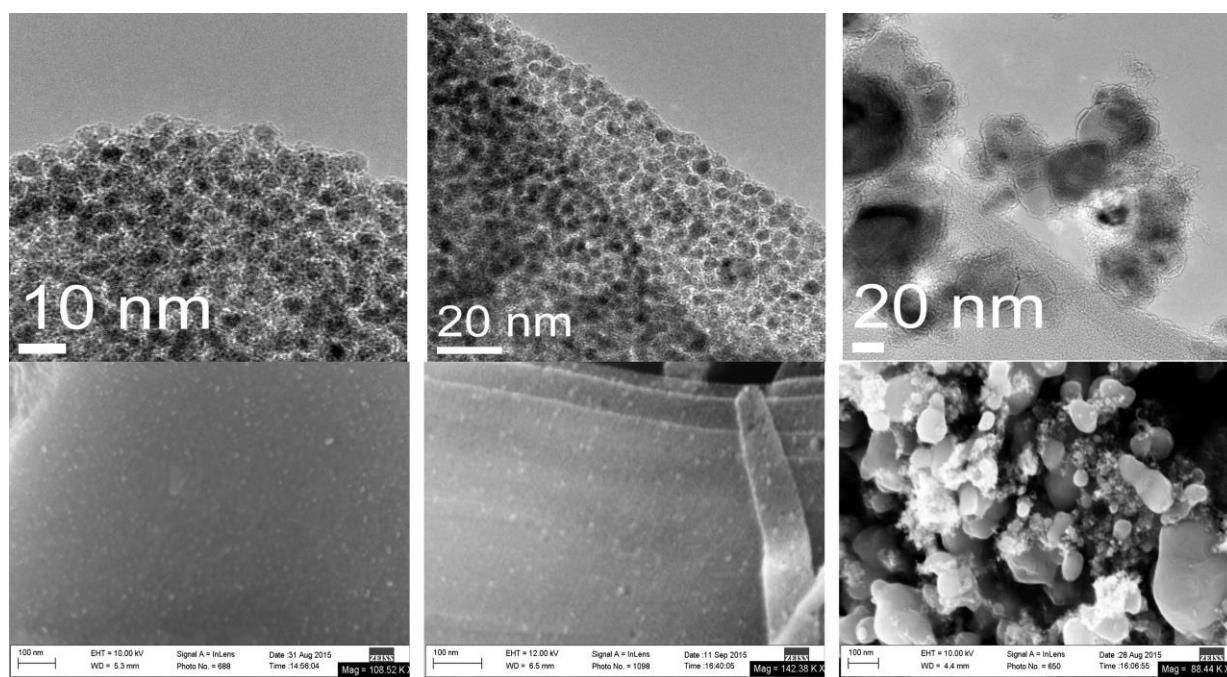


Рис. 3. Снимки с ПЭМВР и СЭМ наночастиц (слева направо: никеля, кобальта и железа) в углеродных наноболочках, отожжённых при 600°С

Графики намагниченности от напряжённости магнитного поля по данным с МВО приведены на рисунке 4. Как видно из рисунков 3 и 4, наночастицы никеля и кобальта имеют размеры порядка 5 нм и проявляют суперпарамагнитные свойства (их остаточные намагниченности равны нулю), в то время как наночастицы железа обладают размерами от 5 до 30-40 нм и проявляют ферромагнитные свойства.

Таким образом, в ходе данной работы удалось синтезировать методом отжига смесей гидрата переходного металла и лимонной кислоты в атмосфере азота суперпарамагнитные наночастицы никеля и кобальта в углеродных наноболочках. Наночастицы железа хотя и являются наноразмерными, суперпарамагнитных свойств не проявляют.

Данная работа включает в себя экспериментальные данные, полученные в ходе работы в НИИ «Conn Center for Renewable Energy Research»

Университета Луисвилля, Луисвилль, США и на кафедре физики твердого тела, ПГНИУ, Пермь, Россия.

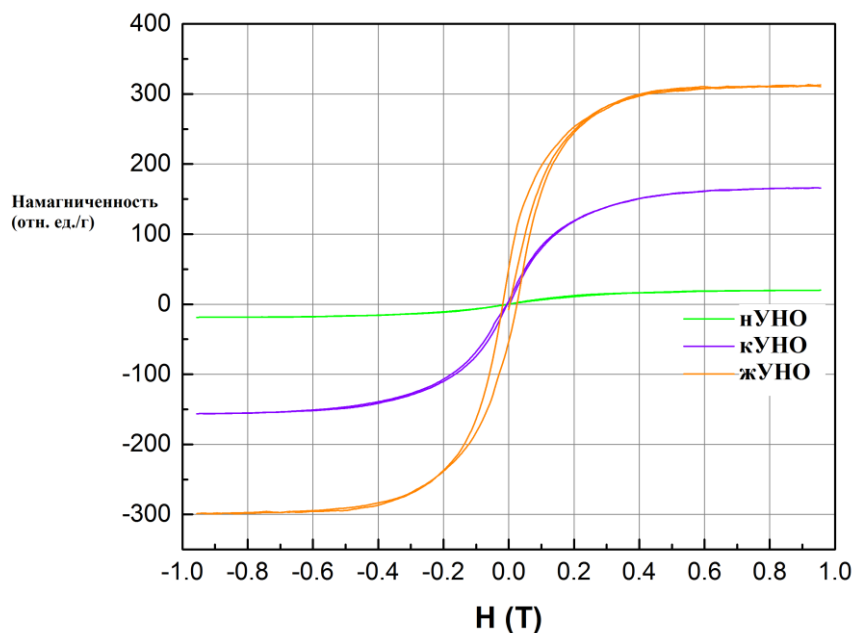


Рис. 4. График намагниченности наночастиц никеля (нУНО), кобальта (кУНО) и железа (жУНО) в углеродных наноболочках от напряжённости магнитного поля, МВО

Список литературы

1. *Burchell T. D.* Carbon Materials for Advanced Technologies. Pergamon Press: Oxford, U.K., 1999. 540 p.
2. *Yoshimura S., Chang R. P. H.* Supercarbon. Springer-Verlag: Berlin, 1998. 256 p.
3. *Rapoport L., Bilik Y., Feldman Y., Homyonfer M., Cohen S. R., Tenne R.* Hollow nanoparticles of WS₂ as potential solid-state lubricants // *Nature*. 1997. Vol. 387. P. 791-793.
4. *Ke X.* Carbon Nanocages as Supercapacitor Electrode Materials // *Adv. Mater.* 2012. Vol. 24. P. 347-352.
5. *Guangda L.* Synthesis, characterization and application of carbon nanocages as anode materials for high-performance lithium-ion batteries // *RSC Advances*. 2012. Vol. 2. P. 284-291.
6. *Vinu A.* Carbon nanocage: a large-pore cage-type mesoporous carbon material as an adsorbent for biomolecules // *J. Porous Mater.* 2006. Vol. 13. P. 379-383.
7. *Mahmoudi M.* Superparamagnetic iron oxide nanoparticles (SPIONs): Development, surface, modification and applications in chemotherapy // *Advanced Drug Delivery Reviews*. 2011. Vol. 63. P. 24-46.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЯХ

Г. И. Суфиянова, Л. В. Спивак

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

Целью работы является исследование фазовых превращений в низкоуглеродистых мартенситных сталях с четырьмя типами легирования: 10X3Г3МФ, 10Н3М3Б, 22Х2Г2Н1.5М1 и 27Х2Г2Н1.5М0.5ФБ.

Мартенситно-стареющие стали – это высокопрочные стали с незначительным содержанием углерода [1].

До последнего времени мартенситно-стареющие стали обеспечивали рекордные показатели конструкционной прочности, а низкоуглеродистые мартенситные стали – наилучшее отношение цена/качество. Тенденция к созданию сталей с низким содержанием углерода вызвана необходимостью повышения прочности с сохранением вязкости и пластичности.

Для выполнения данной работы был освоен метод анализа ДСК, было ознакомление с установкой STA 449 C Jupiter. Дифференциальная сканирующая калориметрия (DSC) – метод, в котором измеряется температурная зависимость разности между тепловыми потоками образца и эталона, температура которых изменяется по заданной температурной программе [2].

Прибор STA 449 C Jupiter является первым среди термо-микровесов в синхронном ТГ-ДСК исполнении, благодаря сочетанию вакуум-плотной конструкции прибора, высочайшего ТГ/ДСК разрешения и непревзойденной долговременной стабильности и является самой мощной и многозадачной СТА-системой для исследования, разработки и определения широкого спектра органических и неорганических материалов. В таблице 1 представлены составы исследуемых сталей.

Таблица 1. Химический состав исследованных сталей

Условное обозначение стали	C, %	Si, %	Mn, %	Cr, %	Ni, %	Mo, %	V, %	Nb, %
10X3Г3МФ	0.1	0.37	3	3	0.19	0.41	0.12	—
10Н3М3Б	0.1	0.18	0.33	—	3.10	2.9	—	0.06
22Х2Г2Н1.5М1	0.22	0.25	1.87	1.92	1.5	1	—	—
27Х2Г2Н1.5М0.5ФБ	0.27	0.25	1.87	1.92	1.5	0.5	0.14	0.16

Полученные данные анализа ДСК-кривых при нагреве разных сталей занесены в таблицу 2. Точность определения температуры начала фазового

превращения составляла $\pm 10^{\circ}\text{C}$. В таблицу 3 занесены данные ДСК-кривых при охлаждении сталей.

Таблица 2. Критические температуры и тепловые эффекты для исследуемых образцов при нагреве

Условное обозначение стали	A_{C1} , К	A_{C3} , К	Q_1 , Дж/г	Q_2 , Дж/г	ΔH_1 , Дж	ΔH_2 , Дж	ΔS , Дж/К
10Х3Г3МФ	1012	1091	1,69	4,03	-93,38	-223,20	-0,30
10Н3М3Б	1024	1091	2,87	6,02	-161,31	-339,03	-0,47
22Х2Г2Н1.5М1	1069	—	21,90	—	-1212,62	—	-1,13
27Х2Г2Н1.5М0.5ФБ	1151	—	76,28	—	-4224,85	—	-3,67

Таблица 3. Критические температуры и тепловые эффекты для исследуемых образцов при охлаждении

Условное обозначение стали	M_n , К	Q , Дж/г	ΔH_1 , Дж	ΔH_2 , Дж	ΔS , Дж/К
10Х3Г3МФ	703	21,36	1183,07	223,20	1,68
10Н3М3Б	749	58,27	3281,02	339,03	4,38
22Х2Г2Н1.5М1	594	21,66	1199,33	—	2,02
27Х2Г2Н1.5М0.5ФБ	644	83,72	4636,93	—	7,20

У сталей с содержанием 0,1 % углерода на ДСК-кривой при нагреве наблюдается два эндотермических пика, а с содержанием 0,2 % углерода – один, при охлаждении у всех один экзотермический пик.

Общим свойством в рассмотренных сталях при нагреве является разложение пиков ДСК-кривой на два подпика, из чего следует, что существует по крайней мере два этапа при аустенитном превращении этих сталей.

Различием сталей с содержанием 0,1 % углерода при нагреве является существенные различные значения тепловых эффектов у второго пика ДСК-кривой, также у стали 10Н3М3Б фазовые превращения протекают при более высоких температурах.

Легирование по схеме Х3Г3МФ повышает устойчивость аустенита к распаду по сравнению со сталью с другой схемой легирования Н3М3Б с содержанием углерода 0,1 %.

При охлаждении со скоростью 40 К/мин в сталях с содержанием 0,22 % и 0,27 % углерода подавляется перлитное превращение. Замена марганца на никель в составе стали не подавляет перлитное превращение и не приводит к смещению температурного интервала превращения в сталях с содержанием 0,1 % углерода.

Список литературы

1. Гуляев А. П. *Металловедение*. М.: Металлургия, 1986. 542 с.
2. Спивак Л. В., Ратт А. В. *Дифференциальный калориметрический анализ и термограмметрия при фазовых переходах в конденсированных средах: учеб.-метод. пособие* / Перм. гос. ун-т. Пермь, 2007. 23 с.

МЕТАМАТЕРИАЛЫ

Е. А. Сюткина, Л. В. Спивак

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

Метаматериал – композиционный материал, свойства которого обусловлены не физическими свойствами его компонентов, а искусственно созданной периодической структурой. Эти материалы являются средами, которые обладают электромагнитными или акустическими свойствами, не встречающимися в природе и сложно достижимыми в природе [1].

Целью данной работы является изучение свойств материалов с отрицательным показателем преломления и их применение.

Метаматериалы являются веществами с отрицательным показателем преломления:

$$n = \pm\sqrt{\varepsilon \cdot \mu} \quad (1)$$

Это достигается при помощи маленьких резонансных контуров, например, разорванных разрезных кольцевых резонаторов и решёток из прямых металлических стержней [2].

Было обнаружено, что в материале с отрицательным показателем преломления групповая и фазовая скорости имеют противоположные направления: отдельные максимумы и минимумы движутся назад, тогда как весь импульс перемещается вперед [3].

Прямоугольный брусок из материала с отрицательным показателем преломления образует суперлинзу (Рис. 1). Свет от объекта преломляется на поверхности линзы и снова сходится, формируя перевернутое изображение внутри бруска. Разрешение суперлинзы ограничено качеством ее материала с отрицательным преломлением. Для лучшей работы требуется не только, чтобы показатель преломления был равен -1 , но также, чтобы ε и μ обе были равны -1 [4].

Еще одним из направлений применения метаматериалов является создание материалов – невидимок.

Идея материалов – невидимок заключается в том, что маскируемый объект помещается в некую полость внутри маскировочной оболочки, и световые волны, ударяясь об эту оболочку, вместо того чтобы попадать далее в спрятанный внутри объект, плавно огибают его и, заново рекомбинируясь, выходят наружу как ни в чем не бывало. Человек, наблюдающий за столкновением световых волн с оболочкой – невидимкой, прекрасно видит все прочие предметы, находящиеся непосредственно за скрытым внутри нее объектом, то есть, как бы смотрит сквозь объект, никак его не обнаруживая [5].

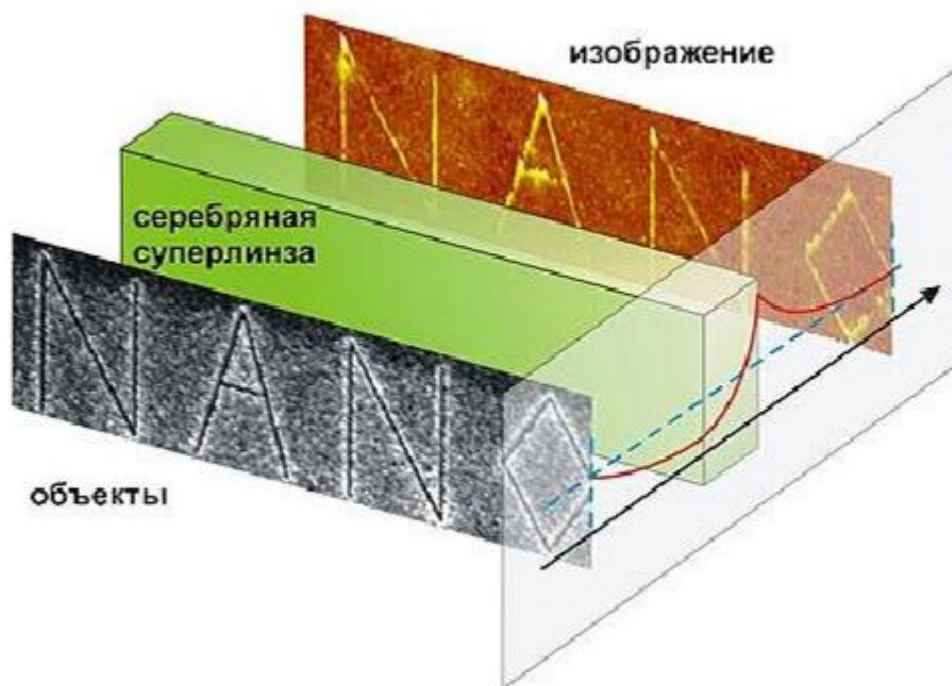


Рис. 1. Нанометровое изображение, построенное с помощью суперлинзы:
разрешение превышает дифракционный предел

Список литературы

1. Веселаго В. Г. Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления // УФН. 2003. № 3. С. 790-794.
2. Pendry J. B., Smith D. R. Reversing Light with Negative Refraction // Physics Today. 2004. Vol. 57, No. 6. P. 37-43.
3. Smith D. R., Padilla W. J., Vier D. C., Nemat-Nasser S. C., Schultz S. Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity // Physical Review Letters. 2000. Vol. 84. P. 4184.
4. Пендри Дж., Смит Д. В поисках суперлинзы // В мире науки. 2006. № 11. С. 14-21.
5. Eleftheriades G. V., Balmain K G. Negative-Refractive Metamaterials: Fundamental Principles and Application. Wiley-IEEE Press, 2005. 418 p.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИБРИДНЫХ ВОЛНОВОДОВ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ

А. В. Томилова, И. С. Азанова

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

Волновод – это область с повышенным показателем (ПП) преломления, внутри которой свет, распространяясь, испытывает многочисленные полные внутренние отражения. Волноводы на основе монокристаллов ниобата лития являются базовыми структурами для изготовления ряда интегрально-оптических компонентов. Наибольшее распространение получили два способа изготовления волноводных слоев: 1) диффузия титана вглубь подложки (Ti:LiNbO_3); 2) протонный обмен (H:LiNbO_3).

Гибридный волновод H:Ti:LiNbO_3 – это комбинация протонообменного и титанодиффузного волновода, сформированного на подложке монокристалла LiNbO_3 , с целью улучшения электрооптических свойств [1]. Данные волноводы обладают рядом преимуществ: путем варьирования соотношения концентрации водорода и титана в гибридном слое можно получить волновод, поддерживающий распространение света как одной поляризации, так и обеих. Диффузия протонов после протонного обмена способствует улучшению характеристик канала и снижению оптических потерь в нем. Рассмотрим несколько методов исследования гибридных волноводов.

Дифракционный структурный анализ

Данный метод позволяет определить атомную структуру ниобата лития с помощью дифракции рентгеновских лучей на двухкристальном спектрометре (Рис. 1). Лучи, пройдя коллиматорную щель, падали на монохроматор – бездислокационный монокристалл Si. Отраженный от кристалла монохроматизированный луч падает на исследуемый кристалл, отражается и регистрируется счетчиком. Для измерения используется характеристическое излучение Co , соответствующее K_β серии (β излучение дает минимальный уровень искажений). Дифракционные кривые получают для семейства плоскостей с индексами (110). Исследуемый кристалл поворачивается вблизи отражающего положения с угловой скоростью ω . В данном случае показана параллельная установка кристаллов (монохроматор параллелен образцу), при которой угловая дисперсия равна разности дисперсий от каждого кристалла [2].

Модовая спектроскопия

Для определения изменения показателя преломления $\Delta n_e(x)$ используется метод модовой спектроскопии. С помощью метода призмного ввода измеряются эффективные ПП волноводных мод на длине волны $\lambda=0,633 \text{ }\mu\text{m}$. Измеряемый образец приводят в контакт с

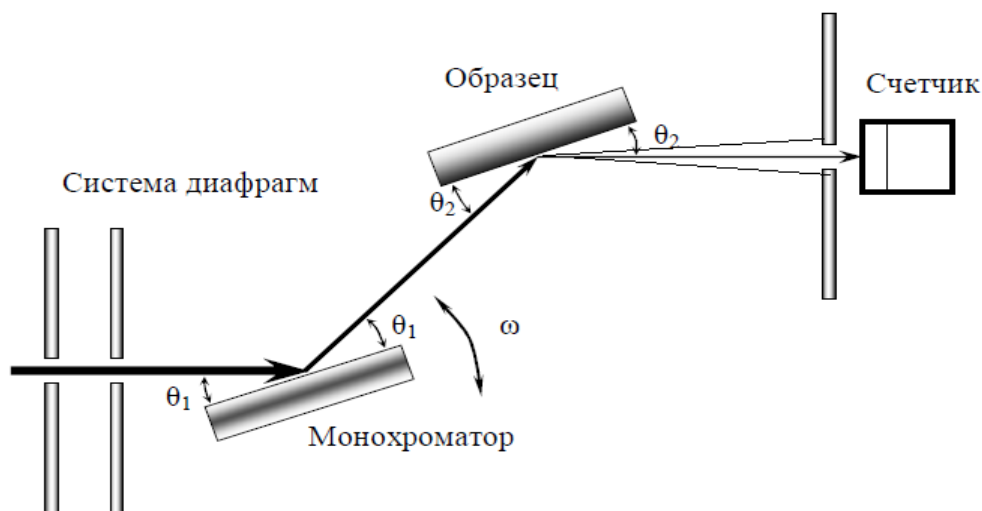


Рис. 1. Схема двухкристального спектрометра

основанием призмы при помощи пневматически соединительной головки, создавая небольшой воздушный зазор между пленкой и призмой. Лазерный луч падает на основание призмы и, как правило, полностью отражается с основания призмы на фотоприемник. Световой пучок направлен на призму под углом падения γ к поверхности волновода (Рис. 2). Вследствие эффекта Гусса-Хенхена наблюдается частичное проникновение отраженного внутри призмы света в исследуемую подложку с волноводным слоем на поверхности и выходит из торца на экран. Если постоянные распространения света в волноводе и в призме совпадают $\beta = k n_1 \sin \theta$, то происходит возбуждение моды.

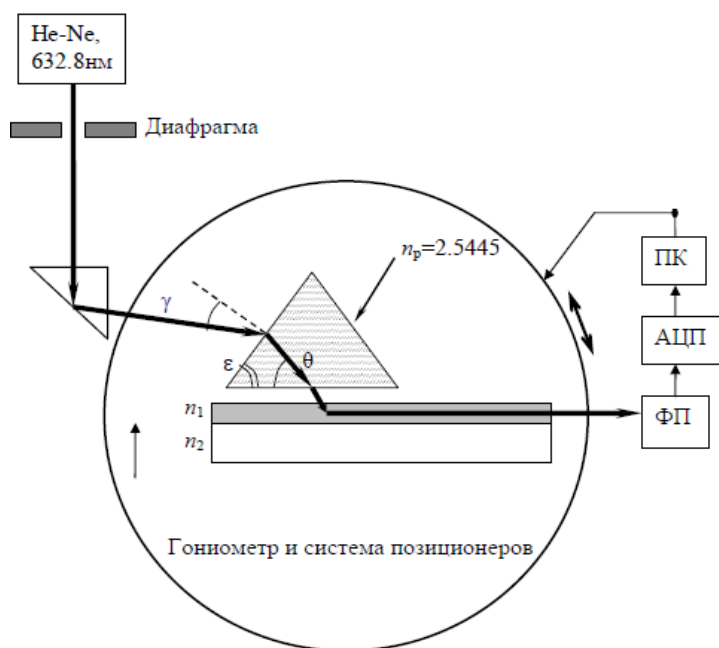


Рис. 2. Схема призмного ввода излучения в волновод

Сканирующая электронная микроскопия

Данный метод предназначен для исследования внутренней структуры приповерхностных слоев в кристалле LiNbO_3 . Для проведения опыта на поверхность кристалла напыляют слой золота. Электронная пушка имеет высокий отрицательный потенциал и является катодом. Управляющий электрод и анод формируют узкий и интенсивный пучок электронов, летящих с катода. Далее этот пучок формируется с помощью системы конденсорных линз и фокусируется в узкий зонд. При взаимодействии электронов зонда с объектом возникает несколько видов волн, сигналы от которых регистрируются детекторами.

Важным параметром микроскопа является ускоряющее напряжение между катодом и анодом, которое задает энергию падающих электронов. От этой энергии и плотности пластинки зависит глубина проникновения электронов в материал.

Оптическая профилометрия

Суть данной методики в выявлении микрорельефа образца. Принцип действия оптического профилометра заключается в том, что свет, испускаемый с источника, отражаясь от исследуемой и опорной поверхностей, образует интерференционную картину, регистрируемую камерой. Измерения проводятся в трехмерной системе координат. При вертикальном сканировании все точки поверхности поочередно проходят через фокус. По последовательности полученных интерференционных картин видеокамера определяет изменения интенсивности света в каждой точке в зависимости от расстояния. Программа вычисляет положение максимума интенсивности для каждой точки матрицы, после чего восстанавливается форма поверхности, основанная на регистрации интерференционных картин в белом свете при перемещении объектива по вертикали.

Список литературы

1. *Jackel J. L., Rice C. E.* Topotactic LiNbO_3 to cubic perovskite structural transformation in LiTaO_3 and LiNbO_3 // *Ferroelectrics*. 1981. Vol. 38. P. 801-811.
2. *Малинина Л. Н.* Дифракционный структурный анализ: учеб. пособие / Пермь, 2011. 246 с.

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ И МЕТОДЫ ЕГО ИЗМЕРЕНИЯ

Е. О. Трушникова

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

Монокристалл ниобата лития является одним из наиболее важных материалов для фундаментальных исследований и применения в электрооптике, нелинейной оптике, акустике и др. Для практических применений ниобата лития весьма важными являются знание его оптических, электрических и акустических свойств и возможность влиять на физические характеристики кристалла в нужном направлении. Известно, что многие физические свойства монокристаллического LiNbO_3 в области температур от 80°C до 200°C проявляют аномальное поведение. Такие аномалии могут заметно влиять на рабочие характеристики устройств, использующих технические элементы из ниобата лития.

Причины этих физических аномалий до сих пор однозначно не установлены. Одной из возможных общих причин может являться структурный фазовый переход (без изменения точечной симметрии), протекающий в ниобате лития в указанном температурном интервале. Другими возможными причинами могут быть процессы, связанные с образованием поляронов малого радиуса, Nb^{4+} активацией при этих температурах миграции ионов (напр., H^+ и групп OH^-), и другие явления, не затрагивающие собственную кристаллическую структуру ниобата лития.

Для изучения пирозлектрического эффекта используются различные качественные и количественные методы.

Качественные методы основаны на наблюдении электростатического взаимодействия пирозлектрических зарядов, возникающих при изменении температуры пирозлектрика.

Количественной характеристикой пирозэффекта служит пироккоэффициент, характеризующий изменение спонтанной поляризации монокристалла с изменением температуры [1-4]:

$$p = \frac{dP_s}{dT},$$

где P_s – спонтанная поляризация кристалла, T – температура.

Количественные методы сводятся к измерению величины заряда, возникающего на металлизированных обкладках образца при изменении его температуры, но они отличаются способами реализации изменения температуры и измерения приращения заряда.

Количественные методы определения пирозлектрического коэффициента делятся на 4 основные группы – статические, квазистатические, динамические и оптические.

Статический метод: в этом методе электрометром измеряется электростатический заряд q , возникающий на полярных гранях кристалла при быстром изменении его температуры от стабилизированного значения T_1 к стабилизированному значению T_2 .

Статический метод дает прямое определение величины пироэлектрической постоянной, однако, измерения этим методом становятся весьма трудоемкими при необходимости измерений в широком интервале температур для множества установившихся дискретных значений температуры.

Квазистатический метод: этот метод заключается в измерении тока, текущего во внешней цепи при непрерывном изменении температуры кристалла. В этом случае температура пироэлектрика изменяется непрерывно, а пироток снимается со всего объема образца, и характеризует среднее значение пирокоэффициента.

Динамический метод: суть этого метода состоит в регистрации пиросигнала при периодическом нагреве и охлаждении образца модулированным тепловым потоком.

Оптический метод: этот метод делится на интерференционный метод измерения пирокоэффициента и на самоканализацию (самофокусировку) световых пучков.

Для более подробного рассмотрения пироэлектрического коэффициента можно проанализировать температурные зависимости, полученные квазистатическим и статическим методом.

Для начала рассмотрим температурную зависимость пирокоэффициента, полученную квазистатическим методом [5], представленную на рисунке 1.

Для этого эксперимента характерно быстрое увеличение значений пирокоэффициента на начальном участке и существенный спад значений пирокоэффициента на заключительном участке цикла нагрева.

Применение квазистатического метода может приводить к существенным систематическим ошибкам. Для уменьшения погрешности при расчете пирокоэффициента скорость изменения температуры должна быть постоянна. Наиболее вероятной причиной их появления является неконтролируемый градиент температуры внутри образца и сопутствующее возникновение механических напряжений, что влечет за собой появление дополнительного пьезоэлектрического вклада.

Для уменьшения влияния градиента температуры применяется статический метод исследования, обычно используемый в области сверхнизких температур (Рис. 2) [5].

После предварительного разогрева термостата до необходимой начальной температуры T_1 кристалл изотермически выдерживается до исчезновения пироэлектрического тока и проводится медленное изменение температуры кристалла на величину ΔT .

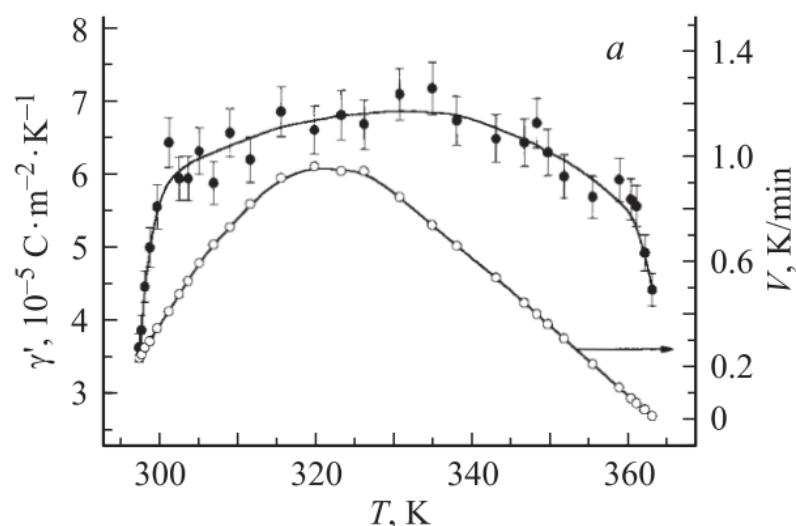


Рис. 1. Температурная зависимость пирокоэффициента, полученная квазистатическим методом [5]

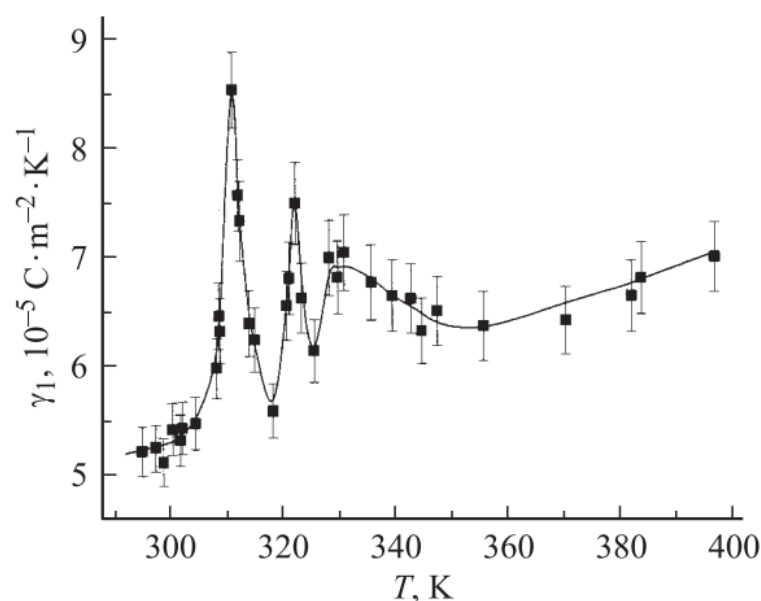


Рис. 2. Температурная зависимость пирокоэффициента, полученная статическим методом [5]

Такие режимы нагрева даже для сравнительно тонких образцов НЛ приводят к возникновению градиента температуры вдоль полярной оси кристалла, достаточного для проявления влияния третичного пироэлектрического эффекта. Этому сопутствует возникновение дополнительного вклада в E_x – и E_y – компоненты макроскопического внутрикристаллического электрического поля, которые вызывают оптическую двуосность кристаллов и градиент показателей преломления в области доменных стенок, что в результате приводит к увеличению остаточного светового потока. Запись оптически фазовых галограмм

импульсным методом могут также приводить к заметным искажениям фазового рельефа.

Таким образом, вопрос о природе аномалий целого ряда физических свойств монокристаллического ниобата лития остается открытым. Поэтому тщательные систематические исследования физических свойств монокристаллического ниобата лития и в особенности его аномального поведения являются актуальной задачей, важной как для совершенствования технических изделий, в которых применяется ниобат лития, так и для понимания особенностей физических явлений в полярных средах.

Список литературы

1. *Кременчугский Л. С.* Сегнетоэлектрические приемники излучения. К.: Наукова думка, 1972. 234 с.
2. *Lang S. B.* Sourcebook of pyroelectricity. New York: Gordon and Brech Sci. Publishers, 1974. 562 p.
3. *Новик В. К., Гаврилова Н. Д., Фельдман Н. Б.* Пироэлектрические преобразователи. М.: Советское радио, 1979. 176 с.
4. *Косоротов В. Ф., Кременчугский Л. С., Самойлов В. Б., Щедрина Л. В.* Пироэлектрический эффект и его практическое применение. К.: Наукова думка, 1989. 224 с.
5. *Евдокимов С. В., Шостак Р. И., Яценко А. В.* Аномалии пироэлектрических свойств кристаллов LiNbO_3 конгруэнтного состава // Физика твердого тела. 2007. Т. 49, вып. 10. С. 1867-1870.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ

К. М. Фадеев, Р. С. Пономарев

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

В настоящее время надежность навигационных систем выходит на первый план в развитии гражданской техники, аэрокосмических аппаратов и других транспортных средств. В связи с этим еще с конца прошлого века ученые и инженеры обратили свой взгляд на волоконно-оптические и интегрально-оптические технологии. Навигационные системы с использованием волоконно-оптических гироскопов могут похвастаться широким динамическим диапазоном, малой потребляемой мощностью и высокой степенью надежности.

Однако точность ВОГ не достигает идеальных результатов. ВОГ обладает высокой чувствительностью к внешним воздействиям (например, температура), что создает паразитные дрейфы в виде «кажущейся угловой» скорости. Одним из источников появления дрейфа служит интегрально-оптическая схема (ИОС), где при фиксации волокна используются стыковочные модули (СМ), в которых используются клеевые соединения. Накоплен огромный экспериментальный материал, показывающий, что такая конструкция СМ приводит к снижению степени поляризации и локальному разрушению.

Одной из главных характеристик соединения для ВОГ является коэффициент сохранения поляризации излучения $K_{СПИ}$:

$$K_{СПИ} = 10 \cdot \lg \left(\frac{I_{TE}}{I_{TM}} \right), \quad (1)$$

где I_{TE} – интенсивность излучения с ТЕ-поляризацией, I_{TM} – интенсивность излучения с ТМ-поляризацией. $K_{СПИ}$ измеряется в децибелах. Максимальное значение $K_{СПИ}$ для используемого световода составляет 40 дБ. Соединение считается годным, если при стыковке с чипом интегральной схемы $K_{СПИ}$ выходного излучения составляет не менее 26 дБ, в ином случае соединение считается бракованным (Рис. 1).

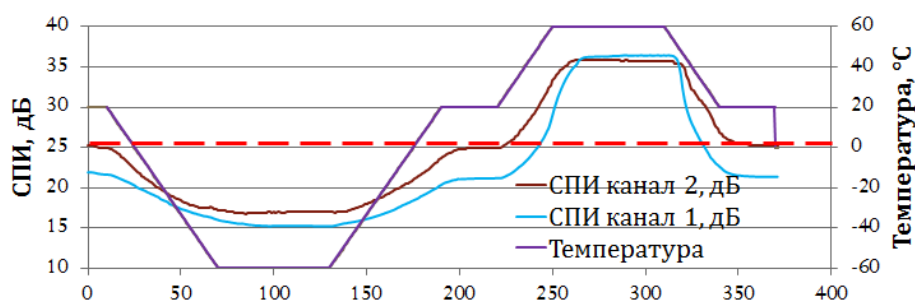


Рис. 1. График зависимости $K_{СПИ}$ от температуры для бракованного ВОГ

Объектом исследования является стыковочный модуль интегрально-оптической схемы.

Предметом исследования является влияние на оптические характеристики волокна, закрепляемого в пазу оптического наконечника, клея при различных температурах и расположении волокна. В работе рассматривается волокно типа «Panda», которое сохраняет поляризацию излучения.

Цель работы – исходя из конструкции СМ и физических явлений в нем, определить возможную причину ухудшения $K_{\text{спи}}$ и дать рекомендации по ее устранению.

Для построения модели был использован программный комплекс COMSOL. COMSOL Multiphysics – программный пакет, предназначенный для конечно-элементного анализа в различных областях физики и инженерного дела, включая рассмотрение связанных (мультифизических) задач.

В модели рассматривается поперечный срез СМ, это означает, что напряжение вдоль волокна равно нулю, в связи с этим было использовано модулирование двумерного СМ.

Геометрическая модель СМ представлена на рисунке 2. Оптический наконечник, выполненный из ниобата лития, имеет паз, внутри которого расположено оптическое волокно, зафиксированное с помощью клея.

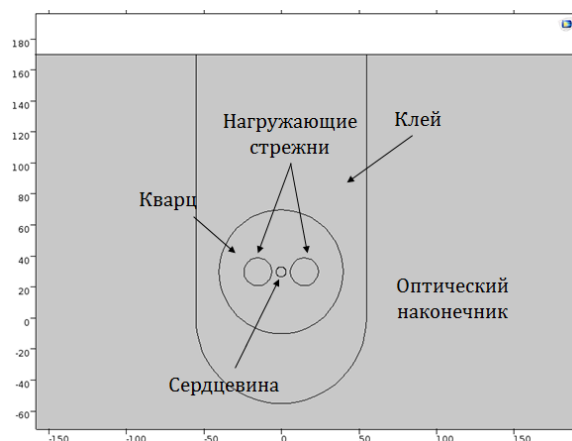


Рис. 2. Геометрическая модель стыковочного модуля

Исходя из рабочих температур стыковочного модуля, в модели проводился виртуальный нагрев до 60 °С и охлаждение до -60 °С. Начальное значение температуры составляло 20 °С. Для упрощения модели нагрев производился мгновенно и равномерно.

Показатель преломления является функцией механических напряжений в кристалле. Изменение показателя преломления, вызываемое механическими напряжениями, называется фотоупругостью [1].

Анизотропия показателя преломления в поперечном сечении волновода достигается вследствие эффекта фотоупругости и различия величин

механических напряжений σ_{xx} σ_{yy} , вдоль поперечных осей x , y оптоволокна. Для световых волн, линейно-поляризованных вдоль осей x , y показатели преломления n_x , n_y сердцевинки волокна равны:

$$n_x = n - \frac{n^3}{2} p_{11} \frac{\sigma_{xx}}{E}, \quad (2)$$

$$n_y = n - \frac{n^3}{2} p_{12} \frac{\sigma_{yy}}{E}; \quad (3)$$

где n – средний показатель преломления сердцевинки, p_{11} , p_{12} – упругооптические коэффициенты, E – модуль Юнга. Упругооптические коэффициенты изотропного кварца равные $p_{11} = 0,27$, $p_{12} = 0,12$ [2].

Двулучепреломление в одномодовых световодах характеризуют разностью постоянных распространения ортогональных поляризационных мод E_x и E_y :

$$\beta = \beta_x - \beta_y = \frac{2\pi}{\lambda} (n_x - n_y) = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (4)$$

где λ – длина волны света в вакууме; n_x , n_y – эффективные коэффициенты преломления сердцевинки световода для ортогонально поляризованных мод; Λ – длина поляризационных биений. Направления плоскости поляризации собственных поляризационных мод, ортогональные друг другу, часто называют осями двулучепреломления световода.

Полученные при моделировании компоненты тензора напряжения σ_{xx} и σ_{yy} были подставлены в формулы 2 и 3, для вычисления ПП сердцевинки волокна вдоль линейно поляризованных осей x и y .

Вследствие разности КЛТР волоконного световода и клея, при изменении температуры, клей оказывает гидростатическое давление на волокно. В связи с этим в сердцевинке появится дополнительное напряжение, которое может уменьшить $K_{СПИ}$ стыковочного модуля. Было смоделировано поведение СМ при температурах от -60°C до 20°C с шагом в 10°C (Рис. 3).

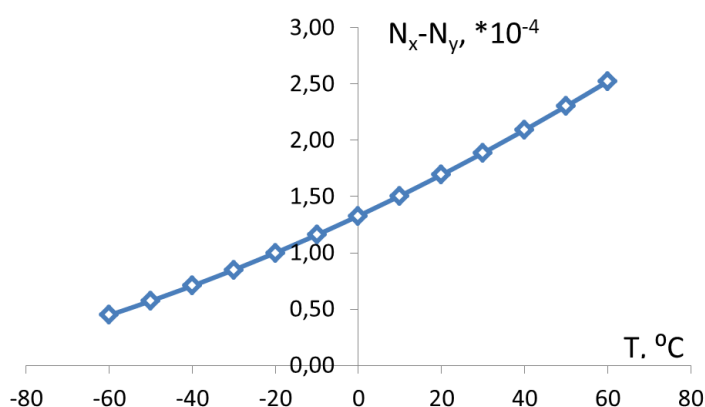


Рис. 3. Зависимость профиля показателя преломления от температуры (при центральном положении)

Исходя из полученных значений, можно сделать вывод, что при изменении температуры от 20 °С до 60 °С или -60 °С двулучепреломление изменяется на 25-35 %.

Второй возможной причиной ухудшения $K_{\text{СПИ}}$ является ошибка оператора, при которой может быть смещение сердцевины волокна относительно центрального положения. Было смоделировано смещение волокна, как по горизонтальной, так и по вертикальной оси.

Значение разниц напряжений, так же как и в предыдущем случае, было переведено в разницу ПП $n_x - n_y$. Смещение рассматривалось при различных температурах (Рис. 4 и Рис. 5).

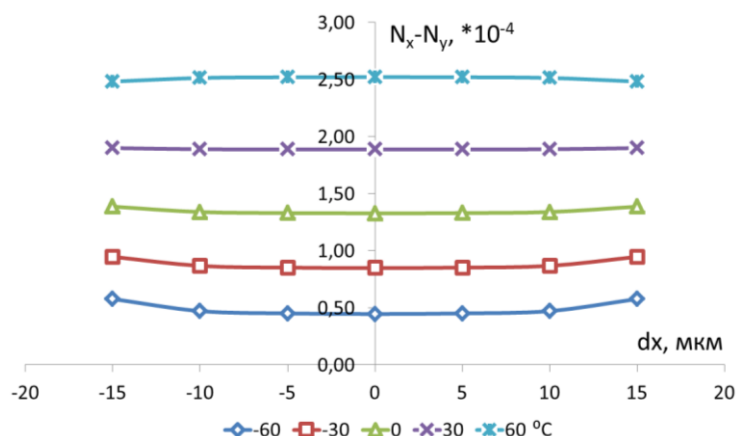


Рис. 4. Зависимость профиля показателя преломления от смещения оптического волокна относительно центрального положения по горизонтали и температуры

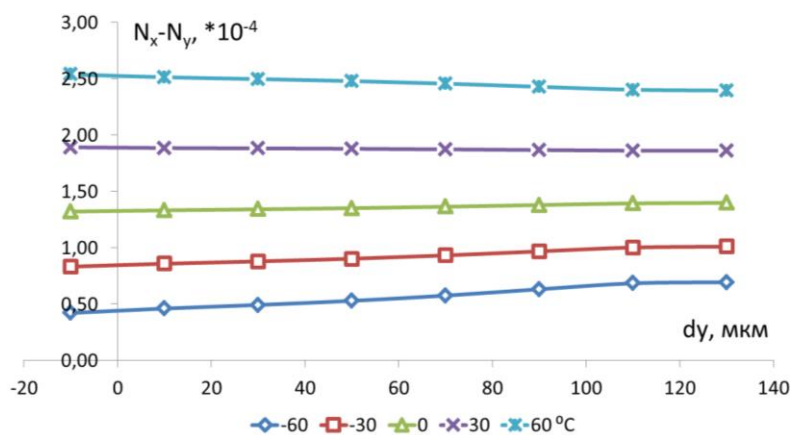


Рис. 5. Зависимость профиля показателя преломления от смещения оптического волокна относительно центрального положения по вертикали и температуры

На основе полученных данных можно сделать вывод, что при смещении волокна происходит изменение профиля ПП на 5-15%.

Для расширения допустимого интервала рабочих температур можно рекомендовать использовать клей с более низким коэффициентом температурного расширения, идеальным клеем можно назвать какую-либо

стеклообразную смесь, либо применять специальные наполнители, уменьшающие суммарный коэффициент температурного расширения смеси.

Работа выполнена в рамках проекта № 02.G25.31.0113 «Разработка базовой технологии и создание производства фотонных интегральных схем для приборов, систем и комплексов оптоэлектронного навигационного приборостроения», реализуемого АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» совместно с ФГБОУ ВПО «Пермский государственный национальный исследовательский университет» при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

1. *Най Дж.* Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. М.: Издательство иностранной литературы, 1960. 376 с.
2. *Дмитриев А. Л.* Оптические системы передачи информации: учеб. пособие / СПб: СПбГУ ИТМО, 2007. 96 с.

СТРУКТУРА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АМОРФНОГО СПЛАВА 2НСР

Е. Д. Шаркина, А. В. Сосунов

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

Аморфные металлы – класс металлических твердых тел с аморфной структурой, характеризующейся отсутствием дальнего порядка в расположении атомов и наличием ближнего порядка. Среди аморфных металлических материалов магнитные материалы применяются наиболее широко. Они используются при производстве магнитных экранов, трансформаторов, магнитострикционных линий задержки, в качестве магнитных головок [1]. Магнитные свойства аморфных сплавов зависят от их структурного состояния и особенностей доменной структуры. Изменяя структуру ферромагнитных материалов можно управлять их магнитными свойствами [2]. В данной работе рассматривается магнитомягкий сплав марки 2НСР ($\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{B}_{13}\text{Si}_9$), представляющий собой ленту шириной 10 мм и толщиной 50 мкм. Тонкие ленты, используемые в данной работе были получены методом сверхбыстрой закалки ($\sim 10^5$ °C/с) расплава на вращающейся плоской поверхности [1].

Целью данного исследования является изучение структуры аморфного нанокристаллического сплава 2НСР в зависимости от температуры отжига.

Исследование структуры аморфного нанокристаллического сплава 2НСР проводили с помощью дифрактометра Bruker D8 Advance Eco. Были получены дифракционные кривые $\theta/2\theta$ при следующих параметрах эксперимента: длина волны – 1,78890 Å, напряжение – 40 кВ, анодный ток – 40 мА. Съемка длилась 53 минуты с временным шагом 0,1 секунды. Интервал анализируемых углов 15-120°, шаг – 0,0034°. Предварительно образцы отжигали в температурном интервале 400-600 °C с шагом 50 °C на воздухе (нагрев со скоростью 10 °/мин без выдержки с последующим охлаждением).

На рисунках 1 и 2 представлены полученные дифракционные кривые. Из полученных графиков видно, что при температуре 400°C структура сплава аморфная, т.к. наблюдает гало в интервале углов 40-60. При 450°C и выше исследуемый сплав 2НСР имеет кристаллическую структуру. Таким образом, в диапазоне от 400 до 450°C происходит фазовый переход из аморфного состояния в кристаллическое. Определено, что кристаллизация проходит с образованием трех различных фаз: BFeSi, FeSi, FeB.

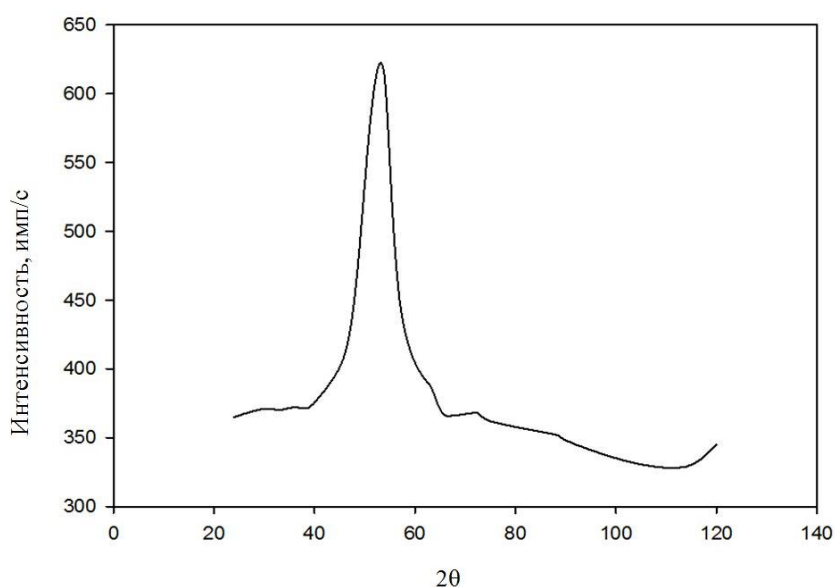


Рис. 1. Дифракционная кривая образца, отожженного при температуре 400°C

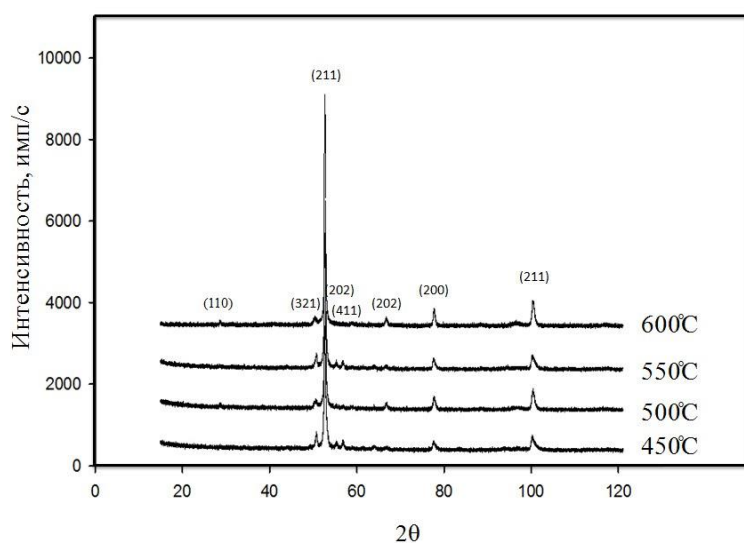


Рис. 2. Дифракционные кривые для образцов, отожженных при температуре 450 - 600 °C

Список литературы

1. Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. Аморфные металлы. М.: Металлургия, 1987. 165 с.
2. Гойхенберг Ю. Н., Роцин В. Е., Ильин С. И. Структура и магнитные свойства аморфных сплавов в зависимости от степени кристаллизации. Вестник ЮУрГУ. Серия: Металлургия. 2011. № 14. С. 24-28.

МИКРОТВЁРДОСТЬ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ LiNbO_3

В. А. Юрьев, А. Б. Волынцев, А. В. Сосунов

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

Ниобат лития (НЛ) широко используется при создании интегрально-оптических схем в качестве основы для размещения протонообменных волноводов. Физические и химические свойства НЛ выделяют его среди аналогичных материалов, в то время как возможность выращивания методом Чохральского [1] делает его доступным для массового производства.

В процессе производства пластин НЛ, непосредственно использующихся в интегрально-оптических схемах и элементах, кристалл подвергается различным видам физических и/или химических обработок. Это необходимо для создания гладкой поверхности пластины, на которой будет создана структура волновода. Однако показано [2], что совокупность процедур обработки приводит к созданию приповерхностного дефектного слоя, резко отличающегося по своим свойствам от остального кристалла, его собственной дефектной структуры [3]. Глубина расположения этого слоя и его физические характеристики могут оказывать влияние на свойства волновода в кристалле [4]. Неоднородность слоя может привести к отсутствию воспроизводимости результатов работы интегрально-оптической схемы, что является недопустимым в массовом производстве.

Целью данной работы является изучение некоторых характерных свойств приповерхностного дефектного слоя — его толщины и механических характеристик.

Образец размером $20 \times 10 \times 1$ мм² сначала был вырезан из пластины НЛ производства Crystal Technology, затем процарапан алмазной пирамидой по одной стороне и надломлен вручную по линии реза. Такой метод подготовки меньше всего нарушает внутреннюю структуру кристалла.

Для описания исследуемой структуры образца использовали сканирующий электронный микроскоп Hitachi S3400N при ускоряющем напряжении 20 кВ в режиме рассеянных электронов. Для получения наиболее точного изображения структуры непроводящую поверхность образца не покрывали специальным напылением, что привело к снижению качества изображения.

Исследование механических характеристик образца проводили с помощью атомного силового микроскопа Bruker Icon путем внедрения алмазного индентора в исследуемую поверхность. Жесткость материала оценивалась по величине глубины внедрения, наблюдаемой при заданном значении силы вдавливания — 2 мкН. Глубина внедрения оценивалась по кривой индентирования, полученной на обратном ходе кантилевера.

Исследование проводили на поверхности размером 12×48 мкм с шагом сетки 1,2 мкм по обоим направлениям. Каждая точка получена путём осреднения десяти значений соответствующего параметра.

Результаты сканирующей электронной микроскопии представлены на рисунке 1.

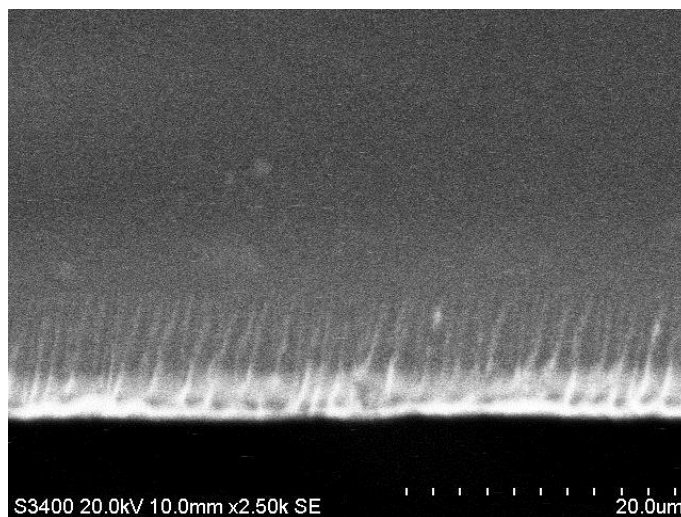


Рис. 1. Микроструктура поперечного сечения НЛ

Из рисунка 1 виден приповерхностный слой, толщиной порядка 15 мкм. В дефектном слое наблюдаются плоскости множественного скольжения поверхности излома, тогда как в толще кристалла скол преимущественно идет по одной плоскости. Это указывает на высокую плотность дислокаций в дефектном слое, отклоняющих поверхность скола при деформации.

Зависимость глубины внедрения индентора от расстояния до поверхности образца показана на рисунке 2.

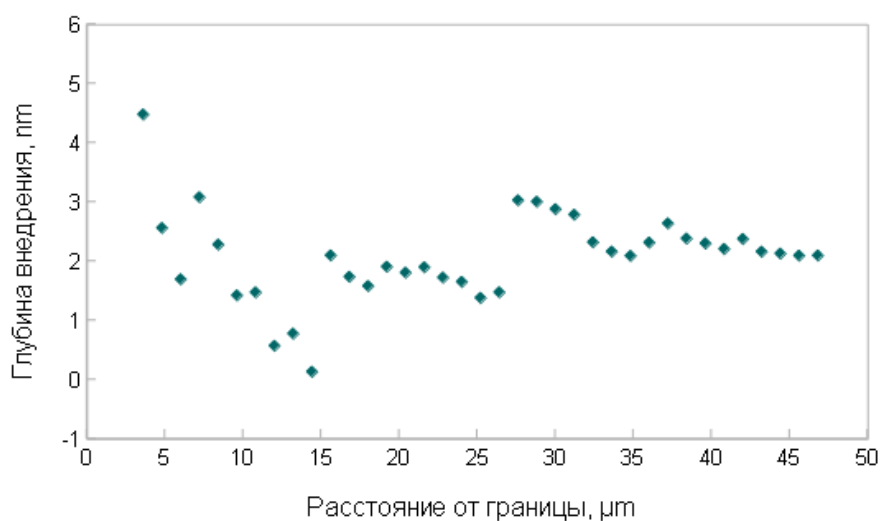


Рис. 2. Механические свойства приповерхностного слоя НЛ

Мы наблюдаем непостоянство механических характеристик в слое глубиной до 15 мкм. Существует чёткая граница, разделяющая дефектный слой и остальной кристалл. Результаты исследований хорошо согласуются между собой.

Список литературы

1. *Блистанов А. А.* Кристаллы квантовой и нелинейной оптики. М.: МИСИС, 2000. 432 с.
2. Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344 с.
3. *Кузьминов Ю. С.* Электрооптический и нелинейнооптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
4. *Jungerman R. L.* et al. High-speed optical modulator for application in instrumentation // J. Light. Technol. 1990. Vol. 8(9). P. 1363-1370.

МЕТОД ЭФФЕКТИВНОГО ПОЛЯ В ФИЗИКЕ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОЛЛОИДОВ

В. И. Белов, А. Н. Захлевных

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

В работе производится построение методом эффективного поля разложения Ландау свободной энергии жидкокристаллической суспензии анизометричных частиц на основе термодинамического потенциала статистической теории среднего поля.

Будем рассматривать суспензию как бинарную смесь N_n молекул нематического жидкого кристалла (НЖК) и N_p примесных наночастиц [1]. Ориентацию отдельной стержнеобразной молекулы НЖК в точке \mathbf{r}_α будем описывать симметричным бесследовым тензором второго ранга

$$v_{ik}^\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}}(v_{\alpha i}v_{\alpha k} - \frac{1}{3}\delta_{ik}), \quad (1)$$

где \mathbf{v}_α – единичный вектор вдоль главной оси α -й молекулы НЖК ($\alpha=\overline{1, N_n}$). Для ансамбля наночастиц аналогичным образом построим величину

$$e_{ik}^\beta = \sqrt{\frac{3}{2}}(v_{\beta i}v_{\beta k} - \frac{1}{3}\delta_{ik}), \quad (2)$$

где \mathbf{e}_β – единичный вектор вдоль главной оси анизометричной частицы ($\beta=\overline{1, N_p}$). Макроскопические тензоры ориентации компонентов суспензии получаем статистическим усреднением тензоров (1) и (2):

$$\eta_{ik} \equiv \langle v_{ik}^\alpha \rangle, \quad S_{ik} \equiv \langle e_{ik}^\beta \rangle. \quad (3)$$

Предполагая, что ориентации наночастиц и жидкокристаллической матрицы в равновесии связаны между собой, представим величины (3) через единичный вектор в направлении преимущественной ориентации молекул НЖК – директор \mathbf{n} :

$$\eta_{ik} = \sqrt{\frac{3}{2}}\eta \left(n_i n_k - \frac{1}{3}\delta_{ik} \right), \quad S_{ik} = \sqrt{\frac{3}{2}}S \left(n_i n_k - \frac{1}{3}\delta_{ik} \right). \quad (4)$$

Здесь введены скалярные параметры порядка

$$\eta = \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{v}) \rangle \quad S = \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{e}) \rangle, \quad (5)$$

где $P_2(x)$ – второй полином Лежандра.

Ориентационную часть энергии взаимодействия компонент суспензии в приближении среднего поля можно представить в следующем виде [1]

$$\mathcal{H} = \left[\frac{1}{2} N_n \frac{y_n}{v_n} A \eta_{ik} \eta_{ik} + N_p \frac{y_p}{v_p} B \eta_{ik} S_{ik} \right] - \sum_{\alpha=1}^{N_n} \left[\frac{y_n}{v_n} A v_{ik}^\alpha \eta_{ik} + \frac{y_p}{v_p} B v_{ik}^\alpha S_{ik} \right] -$$

$$- \sum_{\beta=1}^{N_p} \frac{y_n}{v_n} B e_{ik}^{\beta} \eta_{ik}. \quad (6)$$

В этих выражениях A и B – параметры взаимодействия. Здесь $A > 0$, что отвечает минимуму энергии при параллельной упаковке длинных осей молекул ($\mathbf{v}_{\alpha} \parallel \mathbf{v}_{\alpha'}$), а B может иметь любой знак. Если $B > 0$, то минимуму энергии в отсутствие внешних полей отвечает параллельная ориентация длинных осей молекул и наночастиц (планарное сцепление $(\mathbf{v} \parallel \mathbf{e})$, в противном случае – перпендикулярная ориентация (гомеотропное сцепление частиц с НЖК-матрицей, $(\mathbf{v} \perp \mathbf{e})$). Таким образом, при $B > 0$ основному состоянию суспензии в отсутствие внешних полей отвечает одноосное упорядочение типа “лёгкая ось” \mathbf{n} , а при $B < 0$ – “легкая плоскость” \mathbf{n} .

Здесь введены обозначения: v_n – объем молекулы нематика, v_p – объем наночастицы, $y_n = N_n v_n / V$ – объемная доля нематика, $y_p = N_p v_p / V$ – объемная доля частиц, а также для константы среднего поля $\lambda \equiv A/v_n$, имеющей размерность энергии, и параметров $\gamma = v_n/v_p$, $\omega = B/A$. Параметр ω описывает относительную роль анизотропного ориентационного взаимодействия между частицами и НЖК-матрицей, параметр γ – относительный объем молекул и частиц.

В выражении (6) с помощью формулы (3) можно выделить внутреннюю энергию

$$U = \langle \mathcal{H} \rangle = \lambda \left\{ -\frac{1}{2} y_n N_n \eta_{ik} \eta_{ik} - N_n y_p \omega \gamma \eta_{ik} S_{ik} \right\} \quad (7)$$

и энергию, зависящую от ориентаций молекул и наночастиц

$$E = \lambda \left\{ - \sum_{\alpha=1}^{N_n} (y_n \eta_{ik} v_{ik}^{\alpha} + y_p \omega \gamma S_{ik} v_{ik}^{\alpha}) - \sum_{\beta=1}^{N_p} y_n \omega \eta_{ik} e_{ik}^{\beta} \right\}. \quad (8)$$

Эта энергия определяет функцию распределения W молекул и примесных частиц по ориентациям их длинных осей:

$$W = Z^{-1} e^{-E/k_B T}. \quad (9)$$

Здесь статистический интеграл

$$Z = \int d\mathbf{v}_1 \dots d\mathbf{v}_{N_n} \int d\mathbf{e}_1 \dots d\mathbf{e}_{N_p} e^{-E/k_B T} = (Z_n)^{N_n} (Z_p)^{N_p},$$

где

$$Z_n \equiv \iint d\mathbf{v} e^{\xi_n P_2(n\mathbf{v})}, \quad Z_p \equiv \iint d\mathbf{e} e^{\xi_p P_2(n\mathbf{e})}. \quad (10)$$

и введены обозначения

$$\xi_n = \frac{\lambda}{k_B T} (y_n \eta + y_p \omega \gamma S), \quad \xi_p = \frac{\lambda \eta y_n \omega}{k_B T}. \quad (11)$$

Далее величины ξ_n и ξ_p не имеют теперь равновесных значений (11), а рассматриваются как эффективные поля [2], которые находятся с помощью соотношений

$$\eta = \frac{\partial \ln Z_n}{\partial \xi_n}, \quad S = \frac{\partial \ln Z_p}{\partial \xi_p}, \quad (12)$$

вытекающих из определения параметров порядка (5) и функции распределения (9).

Пользуясь определением энтропии Ξ , получаем

$$\Xi = -k_B \langle \ln W \rangle = k_B \ln Z - k_B N_n \xi_n \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{v}) \rangle - k_B N_p \xi_p \langle P_2(\mathbf{n}\mathbf{e}) \rangle.$$

Это выражение с помощью (5) приводится к виду

$$\Xi = k_B \ln Z - k_B N_n \xi_n \eta - k_B N_p \xi_p S. \quad (13)$$

Далее вычисляем свободную энергию

$$F \equiv U - T\Xi = U - k_B T \ln Z + k_B T (N_n \xi_n \eta + N_p \xi_p S).$$

Здесь, как показано выше, статистический интеграл $Z = (Z_n)^{N_n} (Z_p)^{N_p}$. В результате получаем выражение для свободной энергии

$$F = U - k_B T N_n \ln Z_n - k_B T N_p \ln Z_p + k_B T (N_n \xi_n \eta + N_p \xi_p S), \quad (14)$$

пригодное для представления в форме Ландау. Здесь согласно выражению (7) внутренняя энергия

$$U = \lambda \left\{ -\frac{1}{2} y_n N_n \eta^2 - N_n y_p \omega \gamma \eta S \right\}. \quad (15)$$

Как известно, разложение Ландау описывает ориентационную часть свободной энергии F . Состоянию термодинамического равновесия отвечает условие ее минимума. Задача построения разложения Ландау сводится к получению выражения для свободной энергии, соответствующего неравновесным значениям параметров порядка. Допустим, что неравновесные параметры порядка остаются одноосными. Тогда эффективные поля, ориентирующие молекулы и примесные частицы, будут иметь такой же вид, что и равновесные средние поля (10), но параметры ξ_n и ξ_p не являются теперь явными функциями параметров порядка (11), а связаны с ними через определения (5), (12).

Согласно уравнениям равновесия ($\partial F / \partial \eta = 0$ и $\partial F / \partial S = 0$) из (14) следует линейная связь между параметром порядка и эффективным полем, которая с учётом определений $\eta = \partial \ln Z_n / \partial \xi_n$ и $S = \partial \ln Z_p / \partial \xi_p$ позволяет найти уравнения ориентационного состояния.

Таким образом, способ построения разложения Ландау, исходя из потенциала молекулярно-статической модели, содержит следующие этапы [2]:

1. Статические интегралы Z_n и Z_p раскладываются по степеням ξ_n и ξ_p , соответственно.
2. Зависимости $\xi_n(\eta)$, $\xi_p(S)$ находятся с помощью формул (12) с точностью, определяемой пунктом 1.
3. Параметры ξ_n и ξ_p исключаются из выражения для свободной энергии (14) с помощью соотношения, полученного в пункте 2.

Приступим к реализации данного плана. Разложим Z_n и Z_p в степенные ряды по ξ_n и ξ_p . Так, например,

$$Z_n(\xi_n) = \int_0^1 \exp[\xi_n P_2(x)] = 1 + \frac{1}{2 \cdot 5} \xi_n^2 + \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 7} \xi_n^3 + \frac{1}{5 \cdot 7 \cdot 8} \xi_n^4 + \dots \quad (16)$$

и аналогично для $Z_p(\xi_p)$. Это позволяет найти

$$\ln Z_n(\xi_n) = \frac{1}{2 \cdot 5} \xi_n^2 + \frac{1}{3 \cdot 5 \cdot 7} \xi_n^3 - \frac{1}{4 \cdot 5 \cdot 5 \cdot 7} \xi_n^4 + \dots \quad (17)$$

и аналогично для $\ln Z_p(\xi_p)$.

Из формулы (13) с учётом найденных разложений видно, что получающееся выражение для неравновесной энтропии не зависит от вида гамильтониана, а полностью определяется симметрией параметра порядка.

Записывая теперь

$$\eta = \frac{\partial \ln Z_n}{\partial \xi_n} = \frac{1}{5} \xi_n + \frac{1}{5 \cdot 7} \xi_n^2 - \frac{1}{5 \cdot 5 \cdot 7} \xi_n^3 + \dots \quad (18)$$

$$S = \frac{\partial \ln Z_p}{\partial \xi_p} = \frac{1}{5} \xi_p + \frac{1}{5 \cdot 7} \xi_p^2 - \frac{1}{5 \cdot 5 \cdot 7} \xi_p^3 + \dots \quad (19)$$

методом неопределённых коэффициентов обращаем ряды (18) и (19) и находим зависимости $\xi_n(\eta)$, $\xi_p(S)$. Подставив их в (14), получим для безразмерной плотности свободной энергии суспензии $\tilde{F} = F v_n / (\lambda V)$ следующее выражение

$$\begin{aligned} \tilde{F} = & \frac{5}{2} y_n \left(\tau - \frac{1}{5} y_n \right) \eta^2 - \tau y_n \left(\frac{25}{3 \cdot 7} \eta^3 + \frac{25 \cdot 289}{4 \cdot 8 \cdot 49} \eta^4 \right) - \\ & - \tau y_p \left(-\frac{5}{2} S^2 + \frac{25}{3 \cdot 7} S^3 + \frac{25 \cdot 289}{4 \cdot 8 \cdot 49} S^4 \right) - y_n y_p \omega \gamma \eta S. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь $\tau = k_B T / \lambda$ – безразмерная температура.

Таким образом, получено разложение Ландау свободной энергии жидкокристаллической суспензии анизотричных частиц по параметрам ориентационного порядка. В отличие от феноменологического разложения Ландау [3], коэффициенты разложения выражены через параметры молекулярно-статической модели: энергию ориентационного сцепления частиц с

НЖК-матрицей ω , отношение объемов молекул и частиц γ и объемные доли компонент суспензии y_n и y_p .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00196).

Список литературы

1. Захлевных А. Н., Лубнин М. С., Петров Д. А. Об одной простой молекулярно-статистической модели жидкокристаллической суспензии анизотричных частиц // ЖЭТФ. 2016. Т. 151, вып. 3 (9) (в печати).
2. Rusakov V. V., Shliomis M. I. Landau – de Gennes expansion for nematic polymers // J. Physique Lett. 1985. V. 46. P. 935-943.
3. Lopatina L. M., Selinger J. R. Theory of Ferroelectric Nanoparticles in Nematic Liquid Crystals // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 197802.

ДИНАМИКА СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ СЛОЯ ХОЛЕСТЕРИКА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С. Д. Мандрыкин, Д. В. Макаров

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

Как известно [1], постоянное магнитное поле, направленное ортогонально винтовой оси холестерического жидкого кристалла (холестерика), приводит к уменьшению шага его спирали. При достижении напряженности поля некоторого критического значения спиральная структура холестерика полностью исчезает и жидкий кристалл приобретает нематическую структуру. Магнитным полем, вращающимся с постоянной угловой скоростью, можно придать вращение ориентационной структуре жидкого кристалла (ЖК). Это явление получило название эффекта Цветкова [1]. В данной работе в рамках континуальной теории Эриксона и Лесли изучена динамика ориентационной спиральной структуры слоя холестерического жидкого кристалла, помещенного во вращающееся однородное магнитное поле.

Рассмотрим слой холестерического жидкого кристалла (Рис. 1), ось невозмущенной спирали которого ориентирована ортогонально границам слоя вдоль оси z . Магнитное поле, вращающееся с постоянной угловой скоростью ω , приложим в плоскости слоя

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

На границах слоя зададим условия жесткого планарного сцепления так, что директор \mathbf{n} (единичный вектор, задающий направление преимущественной ориентации молекул ЖК) направлен вдоль оси легкого ориентирования $\mathbf{l} = (1, 0, 0)$. Будем считать, что в слое укладывается целое число витков N невозмущенной спирали холестерика, т. е. толщина слоя, выраженная в единицах обратного волнового числа q_0^{-1} равна $L = 2\pi N$.

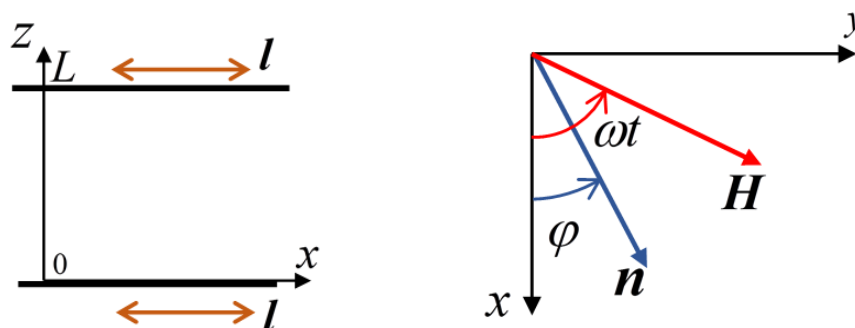


Рис. 1. Ориентация слоя холестерика во вращающемся магнитном поле

Уравнения движения холестерика, несжимаемости и движения директора \mathbf{n} имеют вид [1]:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \nabla \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{\sigma}}}, \quad \text{div } \mathbf{v} = 0, \quad \mathbf{h} = \gamma_1 \mathbf{N} + \gamma_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{A}, \quad (2)$$

где ρ и \mathbf{v} – плотность и скорость холестерика, \mathbf{n} – директор, γ_1 и γ_2 – коэффициенты вращательной вязкости, $\mathbf{N} = d\mathbf{n}/dt - \overline{\overline{\boldsymbol{\Omega}}} \cdot \mathbf{n}$ – скорость изменения директора относительно движущейся среды, \mathbf{A} и $\overline{\overline{\boldsymbol{\Omega}}}$ – симметричная и антисимметричная части тензора градиентов скоростей.

Вектор молекулярного поля \mathbf{h} , действующий на директор \mathbf{n} , имеет вид

$$h_i = -\frac{\partial F_v}{\partial n_i} + \nabla_k \frac{\partial F_v}{\partial (\nabla_k n_i)}.$$

Здесь объемная плотность полной свободной энергии слоя холестерика $F_v = F_d + F_{dia}$ содержит вклад энергии ориентационно-упругих деформаций поля директора F_d и диамагнитное слагаемое F_{dia} :

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

$$F_{dia} = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad (3)$$

где K_{ii} – модули ориентационной упругости (константы Франка), \mathbf{n} – директор, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости.

В рассматриваемой геометрии задачи (Рис. 1) искажения ориентационной структуры холестерика соответствуют чистому кручению, поэтому поле директора будем искать в виде

$$\mathbf{n} = (\cos \varphi(z, t), \sin \varphi(z, t), 0), \quad (4)$$

тогда уравнение движения директора (2) примет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \zeta^2} - \frac{h^2}{2} \sin 2(\varphi - \tau) = \frac{\Omega}{2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}. \quad (5)$$

Здесь $h = H/H_0$ и $\Omega = \omega/\omega_c$ – безразмерные напряженность и угловая скорость вращения магнитного поля, $H_0 = q_0 \sqrt{K_{22}/\chi_a}$ и $\omega_c = K_{22} q_0^2 / 2\gamma_1$ – единицы измерения напряженности и угловой скорости вращения магнитного поля соответственно, а $\tau = \omega t$ – безразмерное время. Волновое число q_0 будем считать положительным, поэтому в невозмущенном состоянии холестерик имеет правовинтовую спираль.

Численное решение уравнения (5) дает пространственное распределение поля директора в слое холестерика с течением времени τ . Спиральная структура холестерика в различные моменты времени изображена на рисунке 2. При $\tau = 0$ в отсутствие внешнего поля холестерик имеет неискаженную спиральную структуру. Включение вращающегося магнитного поля приводит к выраженной деформации спирали сначала вблизи верхней гра-

ницы слоя. Количество витков спирали со временем в слое растет, а шаг спирали становится функцией координаты. Начиная с некоторого момента $\tau = \tau^*$ временная зависимость угла ориентации директора внутри слоя носит осциллирующий характер (Рис. 3).

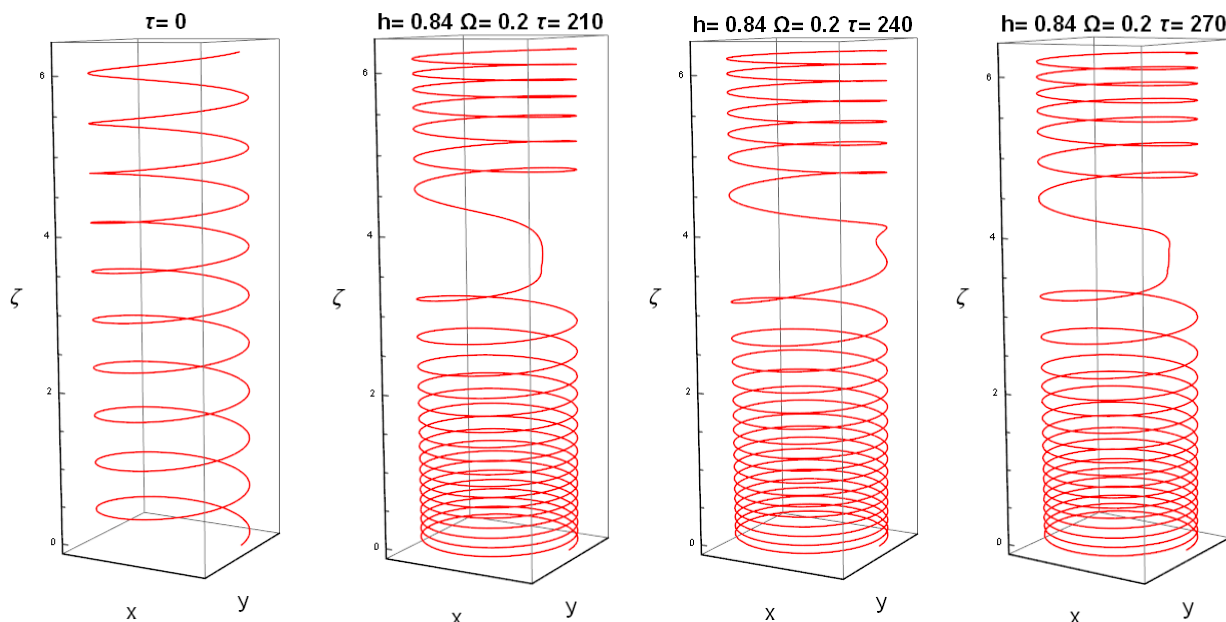


Рис. 2. Спиральная структура слоя холестерика во вращающемся магнитном поле

В процессе закручивания спирали вращающимся магнитным полем энергия ориентационно-упругих деформаций поля директора растет. Когда упругая энергия становится одного порядка с диамагнитным вкладом, магнитное поле уже не может дальше закручивать спираль, в результате чего при каждом обороте поля происходит лишь периодическое подхватывание директора продолжающим свое вращение магнитным полем.

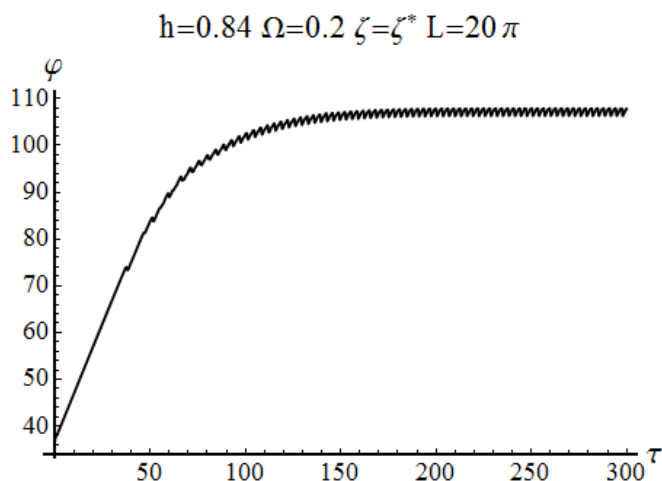


Рис. 3. Зависимость угла поворота директора от времени в некоторой точке ζ^* центральной части слоя

Список литературы

1. Stewart I. W. The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction. London: Taylor & Francis, 2004. 360 p.

РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СМАЗКИ ЦИАТИМ 221

А. В. Нечаева

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

Антифрикционная термостойкая смазка ЦИАТИМ 221 производится на основе кремнийорганической жидкости, загущенной комплексным кальциевым мылом с добавлением антиокислительной присадки. Смазка предназначена для смазывания подшипников качения, систем управления и приборов с частотой вращения до 10 000 мин⁻¹, агрегатных подшипников летательных аппаратов, узлов трения и сопряженных поверхностей «металл-металл» и «металл-резина», работающих в вакууме, при остаточном давлении 666.5 Па. Ее так же применяют при проведении профилактики персональных компьютеров, для смазывания шариковых подшипников в вентиляторах. В соответствии с ГОСТ 9433-80 диапазон рабочих температур составляет от -60 до +150 °С, эффективная вязкость при температуре -50 °С и среднем градиенте скорости деформации 10 с⁻¹ не более 800 Па•с, предел прочности не менее 120 Па [1].

Одним из допущений классической гидродинамической теории смазки, как теоретического фундамента для расчёта динамики трибосопряжений, является предположение о том, что смазочный материал подчиняется реологическому закону Ньютона [2]:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}}.$$

Здесь η – динамическая вязкость, τ – напряжение сдвига, $\dot{\gamma}$ – скорость сдвига. Ньютоновская реологическая модель смазочного материала положена в основу многих инженерных методик расчёта подшипников скольжения. Однако, известно, что реологическое поведение реальных смазок является сложным и может отклоняться от простого линейного закона. Наиболее известными отклонениями, называемыми в литературе неньютоновскими свойствами, являются: зависимость вязкости от скорости сдвига, от величины зазора; влияние на вязкость структурных неоднородностей; релаксация касательных и появление нормальных напряжений в смазочном слое (вязкоупругость). Экспериментальное исследование реологических характеристик смазки ЦИАТИМ 221 и является целью настоящей работы.

Измерения выполнены на ротационном реометре *Physica MCR 501*. Для определения реологических характеристик исследуемого образца использовалась система «конус-плита». Диаметр конуса $d = 25,976$ мм, угол $\alpha = 1,001^\circ$. Такая геометрия обеспечивает однородность градиента скорости в измерительном зазоре. Для поддержания температурного режима использовалось специальное температурное устройство *H-PTD 200* на основе эффекта Пельтье.

В ходе эксперимента на рабочую поверхность плиты реометра помещалось около 0.47 мл образца. Далее задавались начальное и конечное значения скорости сдвига, время эксперимента и необходимый температурный режим.

На рисунке 1 показаны типичные зависимости касательных напряжений и эффективной вязкости от скорости сдвига.

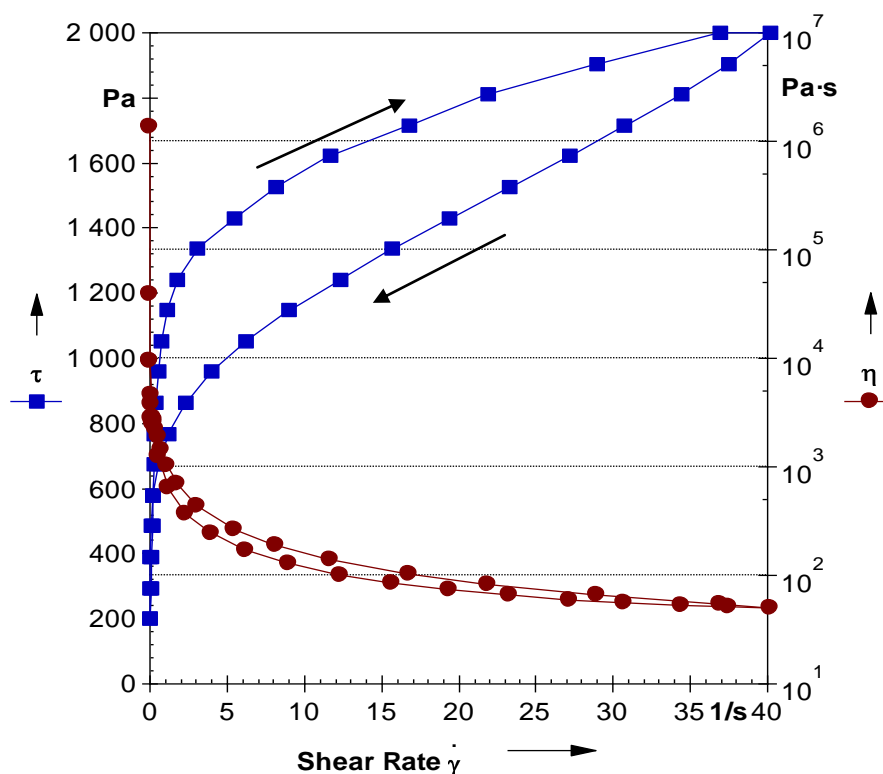


Рис. 1. Зависимость касательных напряжений τ и эффективной вязкости η от скорости сдвига. $T = -10^\circ\text{C}$

Аналогичные зависимости были измерены в температурном диапазоне от -20 до 80°C . Анализ кривых течения показывает, что смазка является типичной неньютоновской средой и обладает предельными напряжениями сдвига, иначе пределом текучести. Наличие предельных напряжений сдвига свидетельствует о том, что вещество обладает структурой, достаточно жесткой, чтобы сопротивляться любому напряжению, не превосходящему по величине это предельное напряжение. Если напряжение превышает предельное напряжение сдвига, то структура начинает разрушаться и система ведет себя как обычная вязкая среда.

Предел текучести является "положительным" качеством смазки, обеспечивающим способность оставаться в зазоре трибосопряжений. Зависимость начальных напряжений сдвига от температуры показана на рисунке 2. Таковую зависимость можно приближенно описать экспоненциальной функцией.

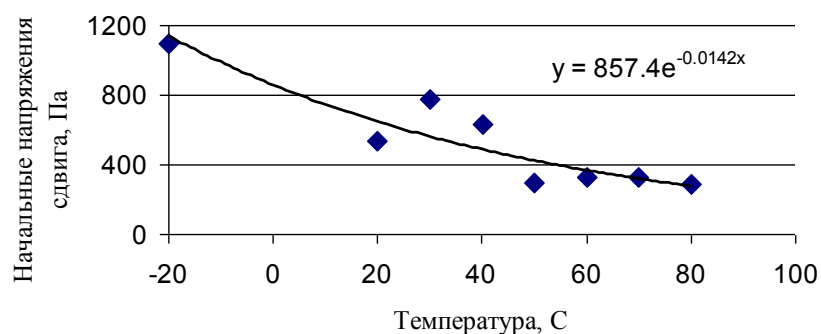


Рис. 2. Зависимость начальных напряжений сдвига от температуры

Эффективную вязкость от скорости сдвига выше предела текучести можно описать уравнением Виноградова-Малкина [3]. Параметры уравнения в зависимости от температуры представлены в таблице.

Т, °С	Аппроксимационное уравнение	Т, °С	Аппроксимационное уравнение
-20	$\eta = \frac{4187.7}{1 + 2.68 T^{1.05} - 0.006 T^{2.1}} + 16.09$	50	$\eta = \frac{-3.7 E + 7}{1 - 61282 T^{0.9} + 67.57 T^{1.8}}$
20	$\eta = \frac{-98.12}{1 - 131.24 T^{0.9} + 0.0134 T^{1.8}} + 3.34$	60	$\eta = \frac{-2.1 E + 8}{1 - 385990 T^{0.94} + 164.6 T^{1.88}} + 0.99$
30	$\eta = \frac{1990.7}{1 + 2.35 T^{0.969} - 0.00081 T^{1.94}} + 2.49$	70	$\eta = \frac{-2.39 E + 7}{1 - 48102 T^{0.93} + 24.05 T^{1.86}} + 0.866$
40	$\eta = \frac{917}{1 + 1.05 T^{1.04} - 0.00025 T^{2.08}} + 2.03$	80	$\eta = \frac{-170890}{1 - 129.8 T^{0.48} - 255.9 T^{0.96}} + 0.834$

Другой особенностью смазки является проявление тиксотропных свойств. Тиксотропная жидкость характерна тем, что имеет возможность восстанавливать свою структуру всякий раз, когда она остается в покое в течение достаточно продолжительного периода времени. На рисунке 1 "верхняя" кривая течения, измеренная при постепенном увеличении скорости сдвига, не совпадает с "нижней кривой", измеренной при постепенном уменьшении скорости сдвига. Они образуют так называемую "петлю гистерезиса", площадь которой может использоваться в качестве количественной характеристики тиксотропии.

Наличие предельных напряжений сдвига и тиксотропия дают основание предположить, что смазка обладает вязкоупругими свойствами. Используемый в опытах реометр позволяет измерять не только вязкие, но и упругие характеристики образцов. Для этого используется колебательный режим, когда верхний измерительный конус не вращается, а совершает колебательные движения с заданной амплитудой $\dot{\gamma}_0$ и частотой ω . Если изменение $\dot{\gamma}$ происходит по гармоническому закону $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \sin \omega t$, то

$\tau = \eta \omega \gamma_0 \sin(\omega t + \delta)$. В соответствии с этим, если сдвиг фаз находится в пределах от $0 < \delta < 90$, то тело называется вязкоупругим [4].

На рисунке 3 показана температурная зависимость комплексного модуля и угла сдвига фаз исследуемого образца.

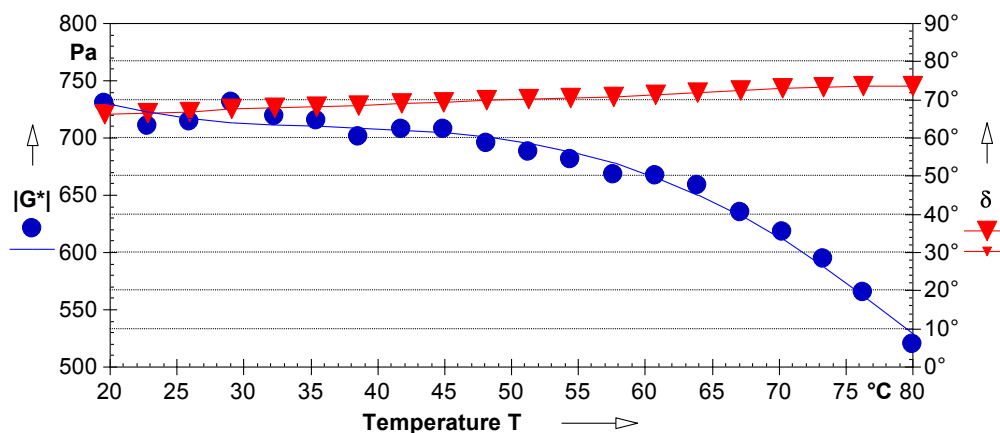


Рис. 3. Вязкоупругие характеристики смазки

Как видно из рисунка исследуемый образец проявляет вязкоупругие свойства во всем исследованном температурном интервале. Здесь комплексный модуль G^* , равный отношению амплитуды деформации к амплитуде напряжений, представляет собой общее сопротивление образца приложенной деформации.

Зависимость эффективной вязкости смазки от температуры показана на рисунке 4. Температура в эксперименте изменялась от -20 до 80 °C, скорость сдвига была постоянна и равнялась 10 с^{-1} .

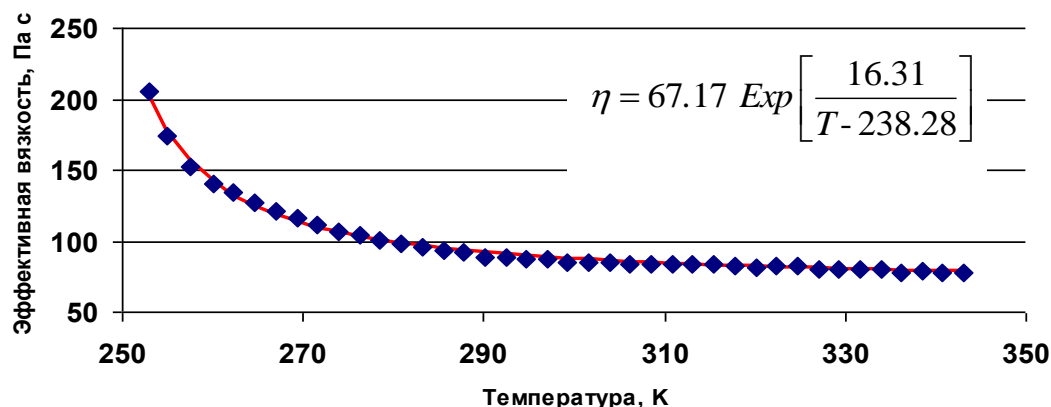


Рис. 4. Температурная зависимость эффективной вязкости смазки ЦИАТИМ 221.
Точки – эксперимент, линия – аппроксимационная зависимость

Экстраполяция аппроксимационной зависимости на значение $T = -50$ °C дает значение эффективной вязкости $\eta \approx 1000 \text{ Па с}$, что не соответствует ГОСТ 9433-80.

Список литературы

1. ГОСТ 9433-80. Смазка ЦИАТИМ-221. Технические условия. Дата введения 1982-01-01. 14 с.
2. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости. Мир, Москва. 1964. 216 с.
3. Виноградов Г. В., Малкин А. Я. Реология полимеров. Москва, Химия, 1977. 440 с.
4. Шрамм Г. Основы практической реологии и реометрии. Москва, КолосС, 2003. 312 с.

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СПИРАЛЬНУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОХОЛЕСТЕРИКА В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ

А. А. Новиков, Д. В. Макаров

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

Включение магнитного поля перпендикулярно оси спирали холестерического жидкого кристалла (холестерика) с положительной анизотропией магнитной восприимчивости, вызывая поворот директора в направлении поля, приводит к раскручиванию его спиральной структуры. Шаг спирали холестерика с ростом поля увеличивается, обращаясь в бесконечность при некотором критическом значении напряженности магнитного поля, и в системе происходит ориентационный переход холестерик – нематик [1]. Известно, что течением жидкого кристалла (ЖК) тоже можно воздействовать на его ориентационную структуру. Так сдвиговое течение нематика с постоянным градиентом скорости ориентирует его директор под некоторым углом к потоку, называемым углом Лесли [1] и определяемым отношением коэффициентов вращательной вязкости ЖК. Как было показано в работе [2], спиральную структуру холестерика можно раскрутить сдвиговым потоком. Воздействие однородного магнитного поля на сдвиговое течение холестерика было теоретически исследовано в работе [3].

Одно из направлений физики мягкой материи (soft matter), к которому в последнее время наблюдается повышенный исследовательский интерес, связано с различными типами мягких композитных сред на основе ЖК [4–5]. Примером таких сред являются феррохолестерические жидкие кристаллы (ФХ) – суспензии анизометричных частиц ферро- или ферромагнетика, в которых жидкостью-носителем является холестерический жидких кристалл [6]. В данной работе теоретически исследуется совместное воздействие магнитного поля и сдвигового потока на ориентационную структуру феррохолестерика.

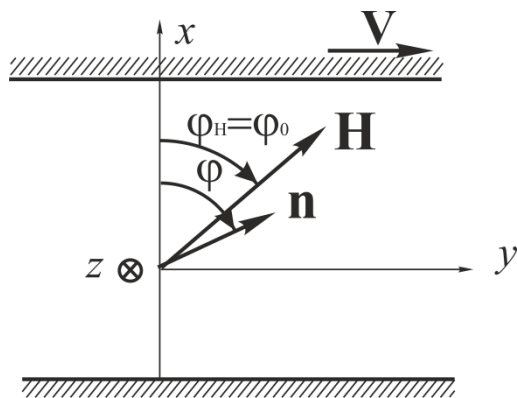


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим помещенный между двумя неограниченными параллельными пластинами феррохолестерик, ось спирали которого направлена вдоль оси z (Рис. 1). Пусть одна пластина движется относительно другой со скоростью V . Для простоты будем рассматривать достаточно толстый слой, пренебрегая ориентирующим влиянием поверхностей, которые искажают спиральную структуру ФХ. Градиент скорости сдвигового течения $\mathbf{U} = (U, 0, 0)$ предполагается величиной постоянной по всей толщине образца. Сцепление между ЖК-

матрицей и магнитными частицами будем считать жестким и планарным. Приложим в плоскости сдвига к ФХ постоянное магнитное поле $\mathbf{H} = [H \cos \varphi_H, H \sin \varphi_H, 0]$. В рассматриваемом приближении единичный вектор намагниченности и директор определяются вектором $\mathbf{n} = [\cos \varphi(z), \sin \varphi(z), 0]$, а уравнения движения среды выполняются тождественно.

Уравнение движения директора \mathbf{n} имеет вид [1]:

$$\mathbf{h} = \gamma_1 \mathbf{N} + \gamma_2 \mathbf{n} \cdot \mathbf{A}, \quad (1)$$

где молекулярное поле \mathbf{h} и скорость директора относительно движущейся среды \mathbf{N} определяются следующими соотношениями:

$$h_i = -\frac{\partial F_v}{\partial n_i} + \frac{\partial}{\partial r_k} \frac{\partial F_v}{\partial (\partial n_i / \partial r_k)}, \quad N_i = \frac{dn_i}{dt} - \Omega_{ik} n_k,$$

здесь $A_{ik} = (\nabla_k V_i + \nabla_i V_k)/2$, $\Omega_{ik} = (\nabla_k V_i - \nabla_i V_k)/2$ – симметричная и антисимметричная части тензора градиентов скоростей. Объемная плотность свободной энергии F_v феррохолестерика в рассматриваемом приближении имеет вид [6]:

$$F_v = \frac{1}{2} [K_{11} (\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + K_{22} (\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{n} + q_0)^2 + K_{33} (\nabla \times \mathbf{n})^2] - M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H} + \frac{k_B T}{v_p} f \ln f, \quad (2)$$

где первый вклад – это потенциал Озеена-Франка, второй – плотность свободной энергии взаимодействия магнитного поля с магнитными моментами феррочастиц (дипольный вклад), а третий – вклад энтропии смешения идеального раствора магнитных частиц. Здесь K_{ii} – константы ориентационной упругости холестерика, q_0 – волновое число его невозмущенной спиральной структуры, \mathbf{n} – директор, f – объемная доля магнитных частиц, v_p – объем феррочастицы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура.

В потенциале (2) мы ограничиваемся предельным случаем слабых магнитных полей, когда основной механизм влияния поля на ФХ связан с его воздействием на примесную подсистему из феррочастиц. По этой причине отсутствует квадрупольный вклад, связанные с воздействием магнитного поля на диамагнитную ЖК-матрицу.

Уравнения (1) в рассматриваемой геометрии с учетом (2) приводят к следующему уравнению для угла поворота директора и намагниченности в ФХ:

$$\frac{d^2 \varphi}{d\zeta^2} + \varepsilon h \sin(\varphi - \varphi_0) - \frac{u}{2} (\cos 2\varphi_0 - \cos 2\varphi) = 0. \quad (3)$$

Здесь $u = U/U_0$ – безразмерный градиент скорости сдвига, $h = H/H_0$ – безразмерная напряженность магнитного поля, $\zeta = q_0 z$ – безразмерная координата

та. В качестве единицы измерения градиента скорости и магнитного поля выбрана величины $U_0 = K_{22}q_0^2/|\gamma_2|$, $H_0 = q_0\sqrt{K_{22}/\chi_a}$, где χ_a – анизотропия диамагнитной восприимчивости холестерика. Угол $\varphi_0 = 1/2 \arccos(-1/\lambda)$ – угол ориентации директора ЖК в сдвиговом потоке, где $\lambda = -\gamma_2/\gamma_1$ – реактивный параметр. Кроме того, в уравнении (3) оставлен параметр $\varepsilon = q_0\sqrt{K_{22}\chi_a}/(fM_s)$, который есть в полной системе уравнений, учитывающей квадрупольное воздействие на ФХ. В случае слабых магнитных полей он, конечно же, является избыточным, но мы не будем специально для предельного случая переопределять магнитные единицы.

Интегрируя уравнение (3) один раз, имеем

$$\frac{d\varphi}{d\zeta} = \sqrt{A}, \quad A = k + u(\varphi \cos 2\varphi_0 - \sin \varphi \cos \varphi) - 2\varepsilon h \cos(\varphi - \varphi_0), \quad (4)$$

где k – это константа интегрирования. Интегрируя (4) по периоду спиральной структуры ФХ, для шага спирали получаем выражение:

$$p = \int_{\varphi_c - 2\pi}^{\varphi_c} A^{-1/2} d\varphi. \quad (5)$$

Здесь φ_c – угол, под которым будет ориентирован директор при раскручивании спирали ФХ.

Наличие сдвигового течения с постоянным градиентом скорости допускает введение функции эффективной плотности свободной энергии ФХ F_v^{eff} при совместном действии магнитного поля и течения [2]:

$$\frac{F_v^{eff}}{K_{22}q_0^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\varphi}{d\zeta} - 1 \right)^2 - \varepsilon h \cos(\varphi - \varphi_0) - \frac{u}{2} (\sin \varphi \cos \varphi - \varphi \cos 2\varphi_0), \quad (6)$$

при минимизацией которой получается стационарное уравнение движения директора и намагниченности (3). Запишем свободную энергию в расчете на один шаг спиральной структуры ФХ с учетом эффективного потенциала (6):

$$\frac{F}{VK_{22}q_0^2} = \frac{1}{p} \int_{\varphi_c - 2\pi}^{\varphi_c} \sqrt{A} d\varphi - \frac{2\pi}{p} + \frac{1-k}{2}, \quad (7)$$

где V – объем, занимаемый одним витком спирали. Минимизация свободной энергии (7) по константе интегрирования k дает условие для ее нахождения:

$$\int_{\varphi_c - 2\pi}^{\varphi_c} \sqrt{A} d\varphi = 2\pi. \quad (8)$$

Для нахождения шага p спирали ФХ, направим магнитное поле под углом $\varphi_H = \varphi_0$. В этом случае течение и магнитное поле ориентируют директор в од-

ном направлении, поэтому в раскрученной (ферронематической) фазе он будет направлен под углом $\varphi_c = \varphi_0 = \varphi_H$.

В результате численного решения уравнений (5) и (8), получена зависимость шага спирали феррохолестерика от магнитного поля $p(h)$ (Рис. 2, слева) и от градиента скорости сдвига $p(u)$ (Рис. 2, справа). Как видно из рисунка, раскручивание спирали ФХ осуществляется как сдвиговым потоком, так и магнитным полем. Увеличение градиента скорости сдвига u приводит к росту шага спирали, понижая магнитное поле перехода ФХ–ФН. Аналогичная тенденция выявлена при увеличении магнитного поля h , которое понижает величину градиента сдвига в переходе ФХ–ФН.

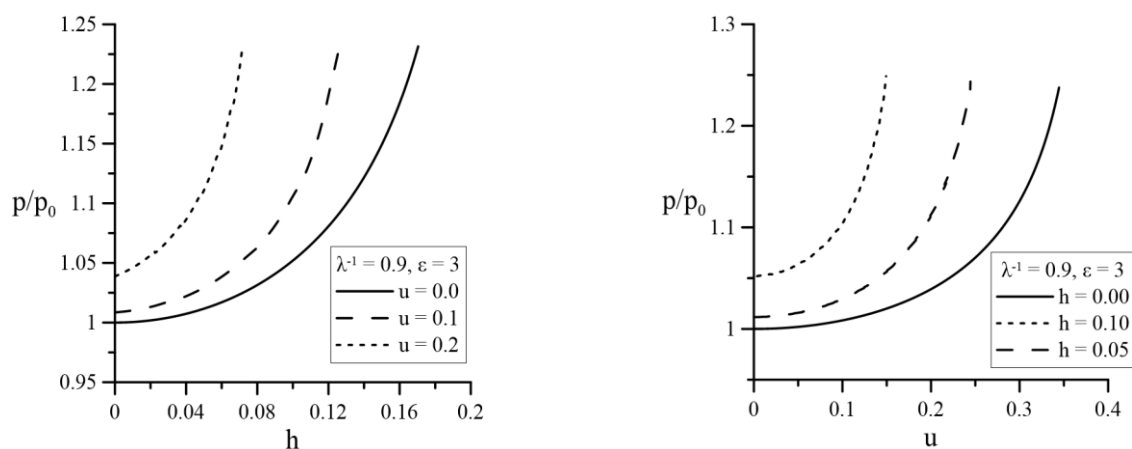


Рис. 2. Зависимость шага спирали ФХ от магнитного поля $p(h)$ (слева) и от величины градиента скорости сдвига $p(u)$ (справа)

Список литературы

1. Клеман М., Лаврентович О. Д. Основы физики частично упорядоченных сред / Пер. с англ. под ред. С. А. Пикина, В. Е. Дмитриенко. М.: Физматлит, 2007. 680 с.
2. Derfel G. Shear flow induced cholesteric-nematic transition // Molecular Crystals and Liquid Crystals. 1983. Vol. 92. P. 41-47.
3. Захлевных А. Н., Селиванов А. Н. Влияние магнитного поля на сдвиговое течение холестерического жидкого кристалла // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2000. № 6. С. 46-49.
4. Garbovskiy Y. A., Glushchenko A. V. Liquid Crystalline Colloids of Nanoparticles: Preparation, Properties and Applications // Solid State Physics. 2010. Vol. 62. P. 1-74.
5. Mertelj A., Lisjak D., Drofenik M., Čopič M. Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal // Nature. 2013. Vol. 504. P. 237-241.
6. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // Journal de Physique. 1970. Vol. 31. P. 691-708.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОЛИМЕРОВ ДОПИРОВАННЫХ ЖИДКИМ КРИСТАЛЛОМ

О. О. Пермякова, В. А. Попов

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

Полимер-диспергированные жидкие кристаллы (PDLC – Polymer Dispersed Liquid Cristal) представляют собой полимерную пленку, внутри которой в виде изолированных капель или связанных между собой пор распределен жидкий кристалл [1]. Размеры капель в PDLC зависят от технологии получения, взаимной растворимости и соотношения жидкого кристалла и полимера, также температуры и скорости процесса полимеризации. Полимер хорошо защищает жидкий кристалл от разложения под действием воздуха, водяных паров и обеспечивает сохранность микроструктуры кристалла в капсулах. Наиболее важным свойством пленок PDLC является их способность изменять коэффициент пропускания под действием внешнего электрического поля и температуры.

Цель данной работы – отработка методики получения пленок PDLC, а также исследование физических характеристик раствора полимера, жидкого кристалла, полимера допированного жидким кристаллом и оптических свойств самой пленки.

Диспергирование жидкого кристалла может производиться с использованием любой из известных методик: химической полимеризации, из раствора из расплава, фотополимеризацией, эмульгированием и т.д. [1]. Однако, при выборе объектов исследования необходимо выполнение ряда условий:

- жидкий кристалл должен обладать большим двулучепреломлением;
- диэлектрическая анизотропия ЖК должна быть положительной;
- обыкновенный показатель преломления ЖК должен совпадать с показателем преломления матрицы;
- между ЖК и матрицей должно быть жесткое сцепление.

В качестве объектов исследования были выбраны нематический жидкий кристалл 5 СВ (4-н-пентил-4'-цианобифенил), а в качестве матрицы поливиниловый спирт (ПВС).

На рисунке 1 показаны зависимости показателей преломления обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей жидкого кристалла 5 СВ. Кристалл обладает положительной оптической анизотропией: $n_e > n_o$ и при комнатной температуре имеет величину $\Delta n \approx 0.18$. Такие измерения были выполнены с помощью рефрактометра типа Аббе: DR A1 (Atago) с поляризационной насадкой.

На рисунке 2 показано изменение показателей преломления 10% раствора поливинилового спирта и этого же раствора при добавлении в него 10% по массе жидкого кристалла 5СВ.

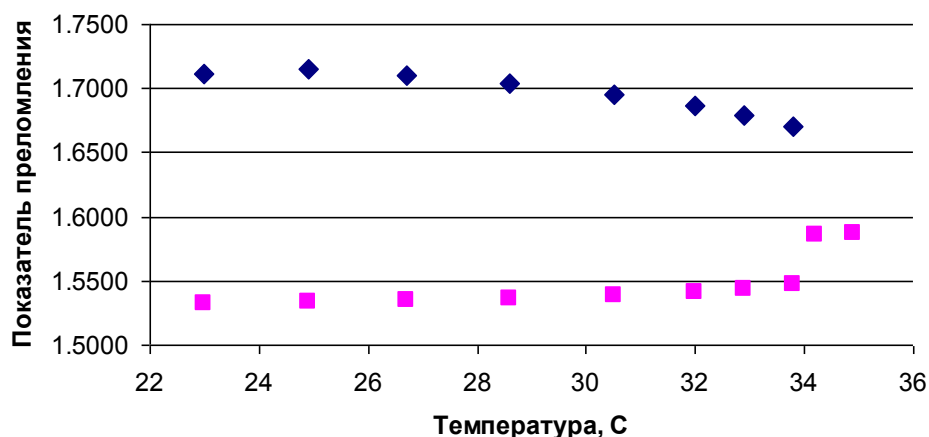


Рис. 1. Зависимость показателей преломления обыкновенного n_o ("прямоугольники") и необыкновенного n_e ("ромбы") лучей от температуры

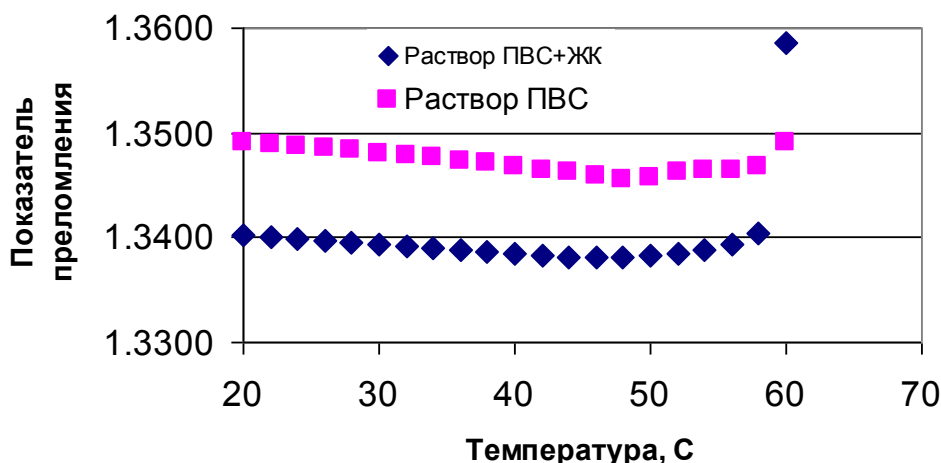


Рис. 2. Зависимость показателей преломления 10% водного раствора ПВС ("прямоугольники") и раствора ПВС+ЖК ("ромбы") от температуры

Показатели преломления раствора ПВС и раствора с ЖК снижается, проходит через минимум при температуре примерно равно 48°C и начинает увеличиваться. Это связано с началом полимеризации раствора. После полимеризации показатель преломления ПВС примерно равен показателю преломления обыкновенного луча жидкого кристалла.

Для оценки температуры и скорости полимеризации раствора ПВС были проведены калориметрические измерения на дифференциальном сканирующем калориметре теплового потока DSC 204 F1 Phoenix со скоростью нагрева/охлаждения 2 К/мин .

Согласно ДСК измерениям (Рис. 3) процесс полимеризации начинается при температуре 48.8°C , что примерно соответствует рефрактометрическим измерениям. После полимеризации (нижняя кривая на рисунке 3), ДСК-сигнал постоянный. ДСК-сигнал для ПВС+ЖК в этом же температурном и временном интервале не содержит пика: добавление жидкого кристалла существенно увеличивает температуру начала полимеризации.

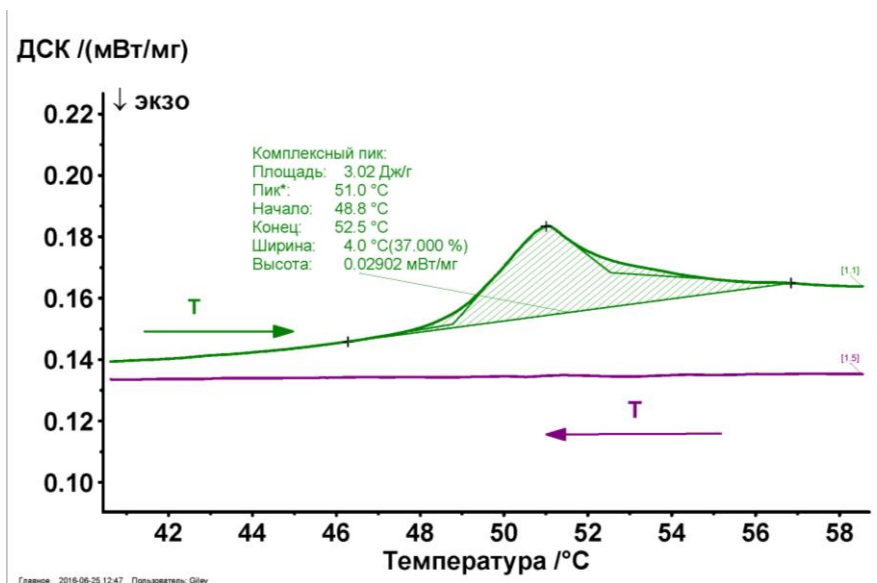


Рис. 3. ДСК_кривая 10% водного раствора ПВС: "зеленая" кривая – нагрев, "фиолетовая" кривая – охлаждение

Для изготовления пленки, допированной жидким кристаллом, использовался 10% водный раствор ПВС. Массовое процентное содержание ПВС и жидкого кристалла определялось с помощью аналитических весов ЛВ-210А. Перед смешиванием жидкий кристалл эмульгировался в небольшом количестве воды в ультразвуковом поле прибора Digital Ultrasonic Cleaner CD 4820, после чего добавлялся в раствор ПВС, и смесь вновь интенсивно эмульгировалась ультразвуком. Полученная эмульсия наносилась на предметное стекло микроскопа, для наблюдения процесса полимеризации и стекло оптического качества для получения пленки. В последнем случае образец сушился до полного испарения растворителя, далее пленка снималась со стекла и помещалась между двумя прозрачными подложками, образуя ячейку для оптических измерений. Для того чтобы слой раствора на поверхности стекла был одинаков, стекла на 20 секунд помещались в центрифугу с частотой вращения – 1000 об/с.

Так были получены пленки с размером капель нематического ЖК в ПВС имеющим разброс от 0.5 до 20 мкм, средний размер капель составлял 3 -4 мкм, форма капель – практически сферическая.

Если пленка получалась удачной, то в процессе полимеризации можно наблюдать коноскопические фигуры (Рис. 4 а), свидетельствующие об одноосности кристалла в порах: они не изменяются при вращении столика микроскопа [2]. Фигуры наблюдались с помощью поляризационного микроскопа Полам 213М при скрещенных поляроидах. По мере полимеризации изменяется ориентация осей в капсулах с ЖК и происходит постепенная трансформация наблюдаемой интерференционной картины (Рис.4 б, в). В итоге вместо наблюдения отчетливых коноскопических фигур, пленка становится непрозрачной, подобной матовому стеклу, имеющей "молочный" внешний вид (Рис. 4 г).

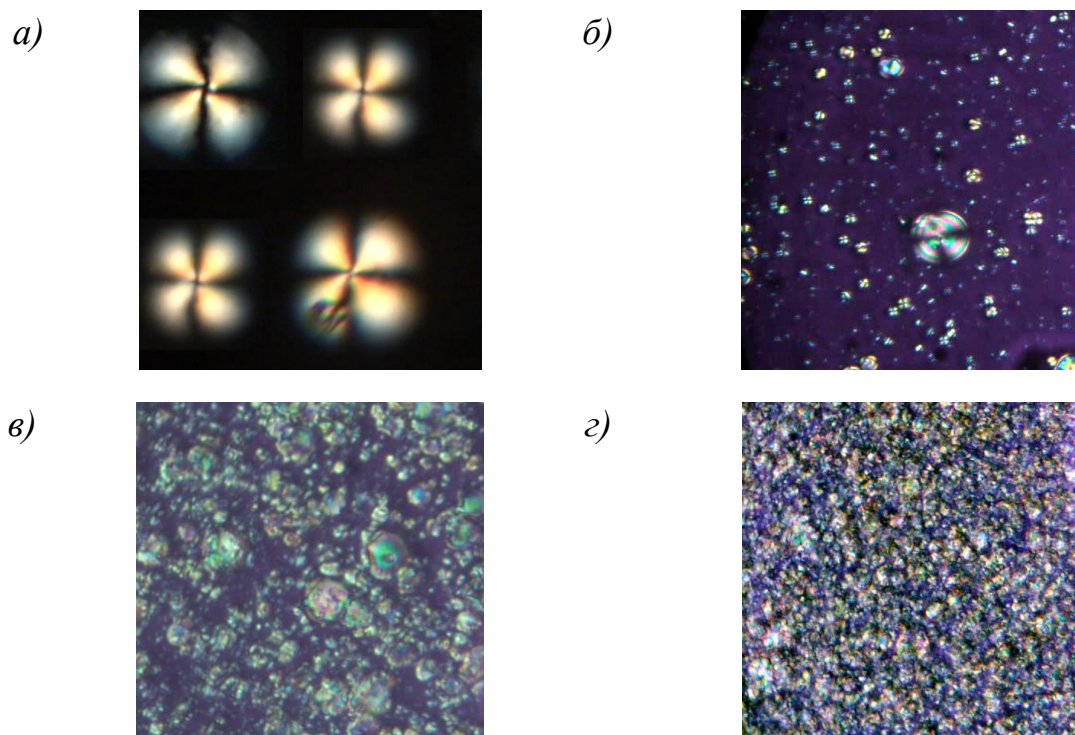


Рис. 4. Эволюция интерференционной картины при полимеризации пленки

Такая пленка может служить в качестве оптического фильтра или ослабителя, изменяющего свое светопропускание при нагревании. На рис. 5 показаны результаты исследования светопропускания пленки от температуры, выполненные с помощью спектрофотометра SPID-HR.

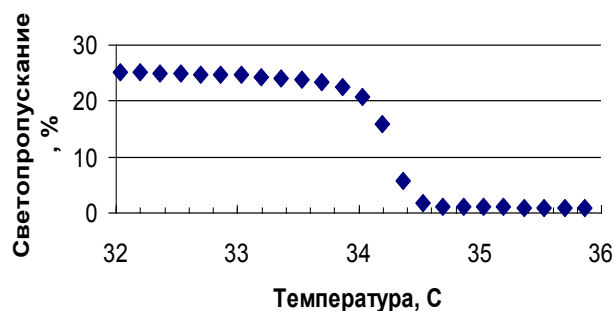


Рис. 5. Зависимость светопропускания пленки, содержащей 15% ЖК в 10% растворе ПВС, от температуры

Пленка изменяет светопропускание при температуре перехода нематика в изотропную фазу. Температура перехода, $T = 34.5^{\circ}\text{C}$, согласуется с результатами рефрактометрических измерений (см. рис. 1). Данный эффект может быть значительно усилен при увеличении толщины пленки и уменьшении среднего размера капсул ЖК.

Список литературы

1. Коробков А. В., Машин А. И. Электрооптический эффект в пленках полимера, диспергированного нематическим жидким кристаллом: учеб.-метод. пособие / Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2010. 13 с.
2. Шишловский А. А. Прикладная физическая оптика. Москва: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961. 801 с.

ЭЛЕКТРОКОНВЕКЦИЯ ИДЕАЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИКА В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

К. С. Рушинская

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

Изучена электроконвекция слабопроводящей жидкости в переменном электрическом поле горизонтального конденсатора. Рассматривается диэлектрофоретический механизм зарядообразования. Построены карты режимов на основании полученных расчётов.

Рассмотрим плоский горизонтальный слой диэлектрической жидкости толщиной h , находящейся между обкладками конденсатора в гравитационном поле g и переменном вертикальном электрическом поле E . Температура верхней обкладки принимается равной нулю, нижней – Θ . Потенциал нижней обкладки равен $\varphi = U \cos(\omega t)$, верхней – равен нулю (U – амплитуда напряжения, ω – циклическая частота электрического поля, $\omega = 2\pi\nu$, ν – линейная частота). Ось x расположена в середине слоя, параллельно его границам, ось z направлена перпендикулярно границам слоя.

Изучение электроконвекции проводилось на основе трёхмодовой модели [1]:

$$\begin{aligned}\dot{X} &= -qPrX + Pr(r + e\cos^2 2\pi\nu t)Y, \\ \dot{Y} &= -Y + X - XZ, \\ \dot{Z} &= -bZ + XY,\end{aligned}\tag{1}$$

где X – нормированная амплитуда функции тока, Y и Z – температуры, r и e – тепловое и электрическое нормированные числа Рэлея, b и q – геометрические параметры, связанные с волновым числом k :

$$b = \frac{42}{10 + \pi^2 k^2}, q = \frac{(24\pi^2 k^2 + \pi^4 k^4 + 504)}{(10 + \pi^2 k^2)(12 + \pi^2 k^2)}, r = \frac{Ra}{Ra_0}, e = \frac{Ra_\epsilon}{Ra_{\epsilon 0}},$$

где Ra и Ra_ϵ – тепловое и электрическое числа Рэлея, Ra_0 и $Ra_{\epsilon 0}$ – их нормированные значения.

Трёхмодовая модель (1) решалась численно методом Рунге – Кутты – Мерсона. Полученные временные зависимости классифицировались по типам режимов: стационарный, периодический или хаотический. Использовался Фурье-анализ и вычислялся безразмерный теплоток – число Нуссельта. При значении нормированного электрического числа Рэлея e меньше некоторого порогового e_0 наблюдается равновесие. При увеличении нормированного электрического числа Рэлея рождается периодическая колебательная конвекция с некоторым набором частот в спектре. При достижении значения e_x возникает хаотический режим, у которого спектр сплошной.

Для вычислений в качестве начальных условий использовались значения: $X(0) = 0$, $Y(0) = 1$, $Z(0) = 0$, либо использовался метод продолжения по параметру.

Вычисления проведены для следующих значений параметров: $Pr = 10$, $r = 0$, $k = 1.02$, $b = 2.07$, $q = 1.89$. Число k соответствует минимуму нейтральной кривой [1]. Число Прандтля взято такое, которое использовал Э. Н. Лоренц в своих расчётах [2]. Случай $r = 0$ соответствует невесомости. Здесь рассмотрена задача с твёрдыми граничными условиями, в отличие от работы [3], где граничные условия брались свободными.

В результате вычислений при различных значениях частот внешнего поля определены значения нормированного электрического числа Рэлея, при котором режим периодической конвекции переходит в хаотический режим.

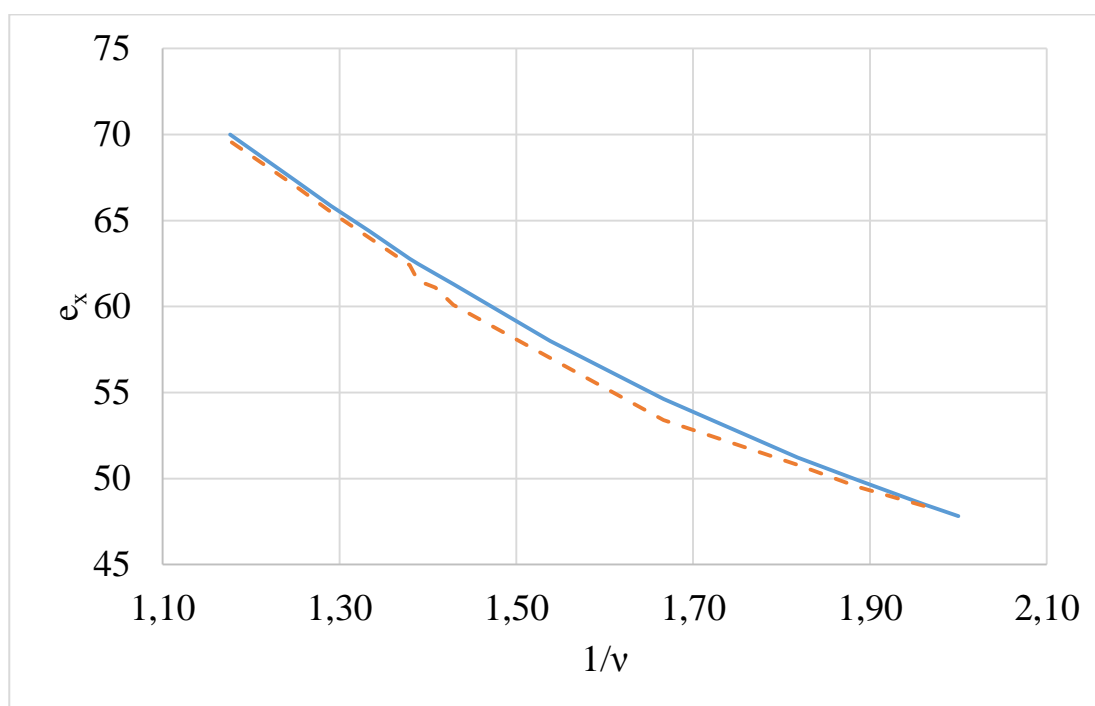


Рис. 1. Границы переходов к хаотическому режиму с возникновением петли гистерезиса

На рисунке 1 обозначены границы переходов к хаотическому режиму, полученные методом продолжения по параметру: сплошной линией – при увеличении числа ϵ , пунктирной – при уменьшении.

При нахождении числа Нуссельта значение нормированного электрического числа Рэлея определялось с точностью до одного десятичного знака, при помощи спектров Фурье – до трёх знаков.

Переход к хаотическому режиму в разрезах частот $\nu = 0.1 \div 0.3$ происходит через удвоение периода – по сценарию Фейгенбаума. Пример такого перехода продемонстрирован на рисунке 2 с помощью спектра Фурье для частоты $\nu = 0.25$. При значении $\epsilon = 29.206$ в спектре Фурье имеются пики, соответствующие частотам, кратным $\nu/8$.

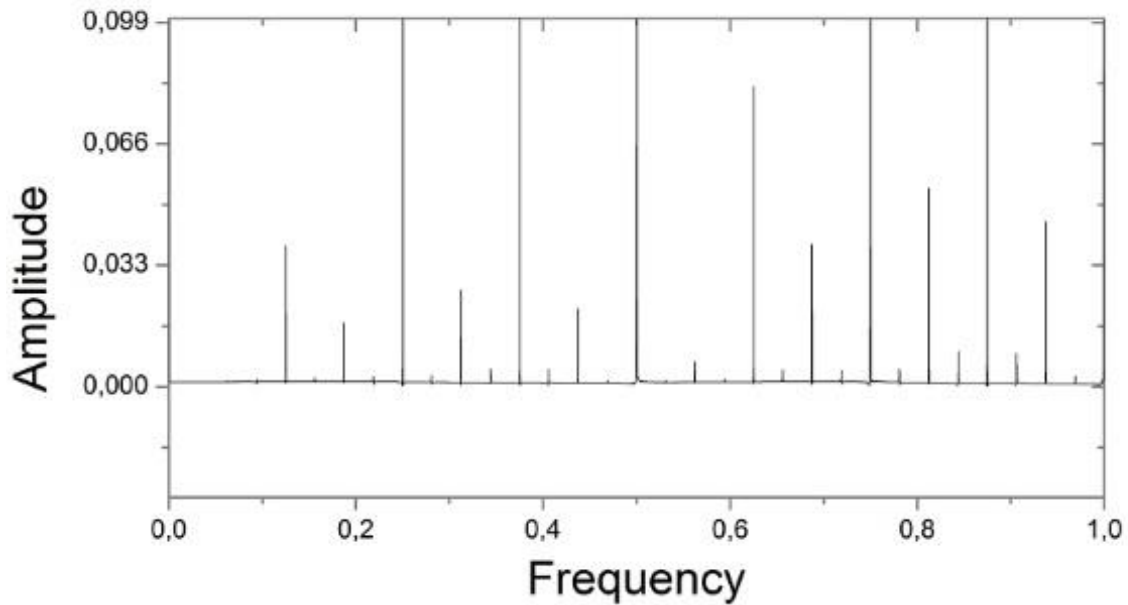


Рис. 2. Спектр Фурье при $\nu = 0.25$, $e = 29.206$

Другой способ перехода к хаотическому режиму в разрезах частот $\nu = 0.51 \div 0.85$ продемонстрирован с помощью спектров Фурье для частоты $\nu = 0.55$.

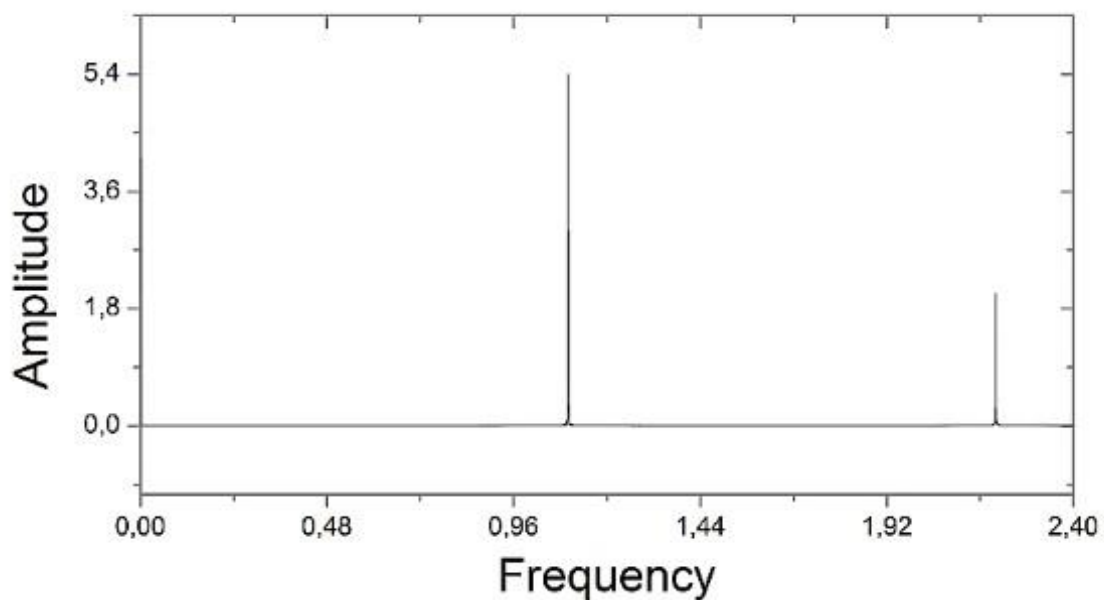


Рис. 3. Спектр Фурье при $\nu = 0.55$, $e = 46.000$

При значении $e = 46.000$ в спектре Фурье нет пика, соответствующего частоте ν , имеются только кратные частоте $2*\nu$ (Рис. 3). При $e = 51.000$ в спектре Фурье имеются пики, соответствующие частотам $\nu = 0.384$ и $\nu = 0.717$, что позволяет говорить о квазипериодическом спектре (Рис. 4).

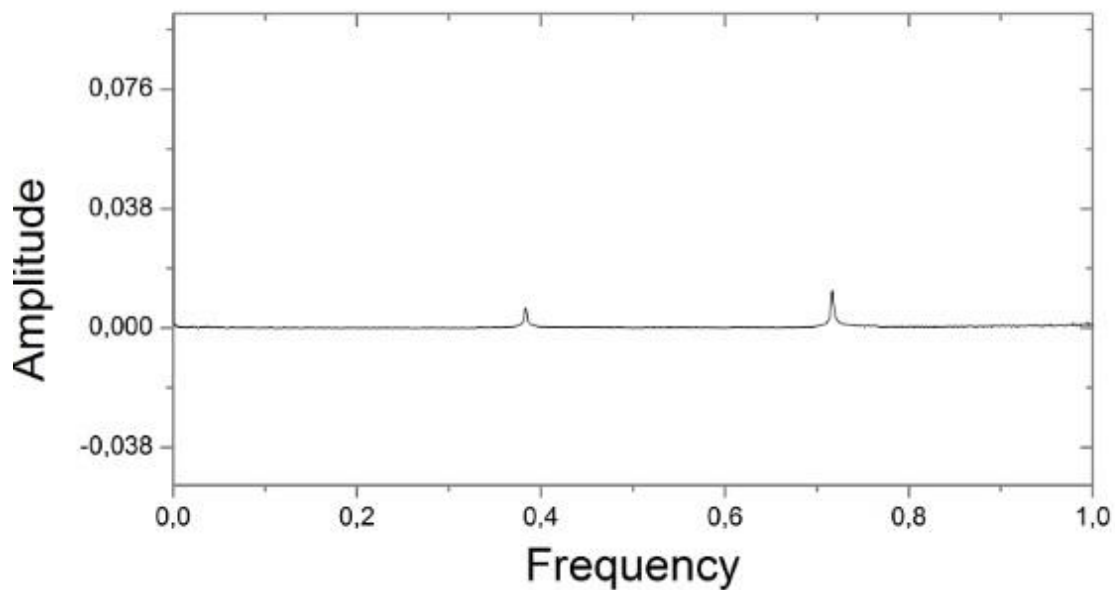


Рис. 4. Спектр Фурье при $\nu = 0.55$, $e = 51.000$

Список литературы

1. Ильин В. А., Курилина Е. В. Исследование модели электроконвекции идеального диэлектрика в конденсаторе с твердыми границами // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2009. Вып.1 (27). С. 3-6.
2. Фрик П. Г. Турбулентность: подходы и модели. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 292 с.
3. Ильин В. А., Смородин Б. Л. Периодические и хаотические режимы электроконвекции жидкого диэлектрика в горизонтальном конденсаторе // Письма в Журнал технической физики. 2005. Т. 31, вып. 10. С. 57-63.

МАГНИТНЫЕ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ФЕРРОНЕМАТИКЕ С БИСТАБИЛЬНЫМ СЦЕПЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ С МАТРИЦЕЙ

Д. В. Семенов, Д. А. Петров

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

Нематические жидкие кристаллы (НЖК) являются диамагнитными средами, поэтому для управления их ориентационной структурой нужно прикладывать достаточно сильные магнитные поля ($\mathcal{H} \sim 10^4$ Э). Чтобы увеличить магнитную восприимчивость жидкого кристалла (ЖК) Брошар и де Жен предложили внедрить в нематическую матрицу наноразмерные частицы ферромагнетика [1], такой композитный материал получил название ферронематик (ФН). По сравнению с чистым ЖК магнитная восприимчивость ФН на несколько порядков выше за счет сильной ориентационной связи между примесными частицами и молекулами ЖК.

В настоящей работе в рамках континуальной теории [1] рассмотрены возможные ориентационные переходы в ФН, индуцированные магнитным полем, с учетом бистабильного ориентационного сцепления примесных частиц с ЖК-матрицей [2].

Рассмотрим плоский слой ФН толщиной L . Систему координат выберем, как показано на рис. 1. Приложим постоянное магнитное поле антипараллельно оси x : $\mathcal{H} = (-\mathcal{H}, 0, 0)$. Будем считать, что направление директора \mathbf{n} фиксировано на границах слоя и совпадает с осью легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$, а сцепление между директором \mathbf{n} и единичным вектором намагниченности \mathbf{m} – мягкое и гомеотропное (Рис. 1).

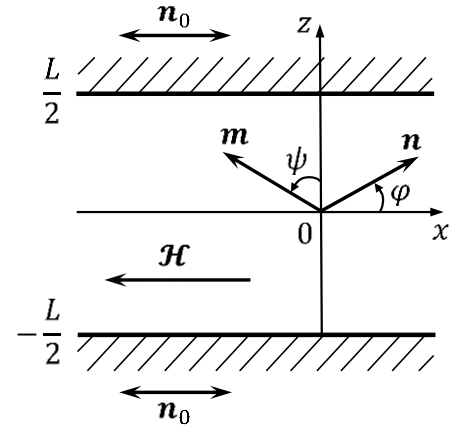


Рис. 1. Слой ферронематика
в магнитном \mathcal{H} поле

Известно, что состоянию термодинамического равновесия соответствует минимум свободной энергии

$$\mathcal{F} = \iiint_V \mathcal{F}_V dV, \quad (1)$$

где $\mathcal{F}_V = \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_5$ объемная плотность свободной энергии [1, 2]

$$\mathcal{F}_1 = \frac{K_1}{2} (\text{div } \mathbf{n})^2 + \frac{K_2}{2} (\mathbf{n} \cdot \text{rot } \mathbf{n})^2 + \frac{K_3}{2} (\mathbf{n} \times \text{rot } \mathbf{n})^2,$$

$$\mathcal{F}_2 = -\frac{\chi_a}{2} (\mathbf{n} \mathcal{H})^2, \quad \mathcal{F}_3 = -M_s f \mathbf{m} \mathcal{H},$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{k_B T}{v} f \ln f, \quad \mathcal{F}_5 = \frac{W}{d} f (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2 [1 - \zeta (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2].$$

Здесь K_1, K_2, K_3 – модули ориентационной упругости ЖК, $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости нематика, M_s – намагниченность насыщения материала магнитных частиц, f – локальная объемная доля магнитных частиц в суспензии, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, v – объем частицы, $W > 0$ – поверхностная плотность энергии сцепления ЖК с поверхностью феррочастиц, d – поперечный диаметр феррочастицы, ζ – параметр поверхностной анизотропии сцепления, учитывающий четвертый порядок разложения энергии сцепления по степеням $\mathbf{n} \mathbf{m}$ [2]. Мы считаем, что $\bar{f} = Nv/V \ll 1$ – средняя объемная доля частиц в суспензии (N – число магнитных частиц, V – объем образца). Малость \bar{f} позволяет не учитывать диполь-дипольного взаимодействия феррочастиц в суспензии.

Вклад \mathcal{F}_1 в объемную плотность свободной энергии (1) учитывает ориентационно-упругие деформации поля директора, \mathcal{F}_2 и \mathcal{F}_3 отвечают за взаимодействие ЖК-матрицы и магнитных моментов феррочастиц с магнитным полем соответственно, \mathcal{F}_4 – вклад энтропии смешения идеального раствора дисперсных частиц в суспензии и слагаемое \mathcal{F}_5 – объемная плотность энергии сцепления феррочастиц с ЖК-матрицей [2].

При $\zeta = 0$ и $W > 0$ вклад \mathcal{F}_5 в отсутствие магнитного поля имеет минимум при $\mathbf{n} \perp \mathbf{m}$ (гомеотропное сцепление директора и намагниченности). При $\zeta > 0$ энергия \mathcal{F}_5 может обладать дополнительный минимум при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m}$ (планарное сцепление частиц с ЖК-матрицей). При $\zeta = 1$ обоим минимумам соответствует одинаковая глубина [2]. Таким образом, предложенный вид энергии ориентационного сцепления \mathcal{F}_5 при $\zeta > 0$ допускает скачкообразное изменение ориентации директора и намагниченности и позволяет описать бистабильные явления в ФН.

В рассматриваемой геометрии решение для директора \mathbf{n} и намагниченности \mathbf{m} можно искать в виде

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

Выберем в качестве единицы длины толщину слоя L и определим безразмерную координату $\tilde{z} = z/L$, напряженность магнитного поля $H = \mathcal{H}L\sqrt{\chi_a/K_1}$, приведенную объемную долю магнитных частиц в суспензии $g = f/\bar{f}$, коэффициент анизотропии ориентационной упругости $k = K_3/K_1$, а также безразмерные параметры

$$b = \frac{M_s \bar{f} L}{\sqrt{K_1 \chi_a}}, \quad \kappa = \frac{k_B T \bar{f} L^2}{K_1 v}, \quad \sigma = \frac{L^2 W \bar{f}}{K_1 d}.$$

Параметр b определяет какой из двух механизмов влияния магнитного поля на ФН преобладает. Для $b \gg 1$ ориентационные искажения директора возникают преимущественно из-за дипольного механизма (слагаемое \mathcal{F}_3), а

в случае $b \ll 1$ они вызваны квадрупольным механизмом (слагаемое \mathcal{F}_2). Параметр сегрегации κ характеризует интенсивность концентрационного расслоения магнитных частиц в слое ФН [1], при $\kappa \gg 1$ сегрегационные эффекты слабы. Безразмерный параметр σ характеризует энергию сцепления директора и намагниченности.

С учетом безразмерных параметров минимизация свободной энергии (1) по углам ориентации директора $\varphi(\tilde{z})$ и намагниченности $\psi(\tilde{z})$ позволяет получить уравнения ориентационного и магнитного равновесия ФН

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}} \right)^2 \frac{\partial K(\varphi)}{\partial \varphi} + K(\varphi) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} - \frac{1}{2} H^2 \sin 2\varphi - g\sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0, \quad (3)$$

$$bH \cos \psi + \sigma \sin 2(\varphi - \psi) [1 - 2\zeta \sin^2(\varphi - \psi)] = 0. \quad (4)$$

Минимизация свободной энергии (1) по $g(\tilde{z})$ должна проводиться с учетом условия постоянного числа частиц в суспензии, которое в безразмерном виде имеет вид

$$\int_{-1/2}^{1/2} g d\tilde{z} = 1.$$

В результате получим

$$g(\tilde{z}) = Q \exp \left\{ \frac{bH}{\kappa} \sin \psi - \frac{\sigma}{\kappa} \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right\}, \quad (5)$$

$$Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \exp \left\{ \frac{bH}{\kappa} \sin \psi - \frac{\sigma}{\kappa} \sin^2(\varphi - \psi) [1 - \zeta \sin^2(\varphi - \psi)] \right\} d\tilde{z}.$$

В отсутствие магнитного поля $H = 0$ система уравнений (3)–(5) вместе с граничными условиями

$$\varphi(1/2) = \varphi(-1/2) = 0. \quad (6)$$

имеет однородное решение, отвечающее гомеотропной фазе ($\varphi(\tilde{z}) = \psi(\tilde{z}) = 0$ и $g(\tilde{z}) = 1$).

Включение магнитного поля H приводит к тому, что решение $\varphi(\tilde{z}) = \psi(\tilde{z}) = 0$ и $g(\tilde{z}) = 1$ становится неустойчивым и ФН беспороговым образом переходит в неоднородное состояние. С ростом магнитного поля феррочастицы стремятся повернуться в направлении магнитного поля, а силы ориентационного сцепления вызывают искажение ЖК-матрицы.

Помимо однородной гомеотропной фазы система уравнений (3)–(6) имеет еще однородное решение, соответствующее фазе насыщения, где директор и намагниченность ориентированы параллельно магнитному полю $\mathbf{n} \parallel \mathbf{m} \parallel \mathbf{H}$ ($\varphi(\tilde{z}) = 0$, $\psi(\tilde{z}) = \pi/2$ и $g(\tilde{z}) = 1$). Фаза насыщения является устойчи-

вой, когда магнитное поле превышает некоторое пороговое значение H_S . Вблизи H_S углы отклонения директора $\varphi(\tilde{z})$ от оси легкого ориентирования и намагниченности $\psi(\tilde{z})$ от направления магнитного поля \mathcal{H} малы, поэтому систему уравнений (3)–(5) можно линеаризовать, в результате получим

$$\frac{d^2\varphi}{d\tilde{z}^2} + \Lambda^2\varphi = 0, \quad \Lambda^2 = \frac{2\sigma b H_S(1 - 2\zeta)}{b H_S - 2\sigma(1 - 2\zeta)} - H_S^2. \quad (7)$$

Уравнение (7) с учетом граничных условий (6) имеет решение $\varphi(\tilde{z}) = \varphi_m \cos(\pi\tilde{z})$, из условия существования которого, получим выражение для порогового поля перехода в состояние насыщения H_S

$$H_S^2 + \pi^2 - \frac{2\sigma b H_S(1 - 2\zeta)}{b H_S - 2\sigma(1 - 2\zeta)} = 0. \quad (8)$$

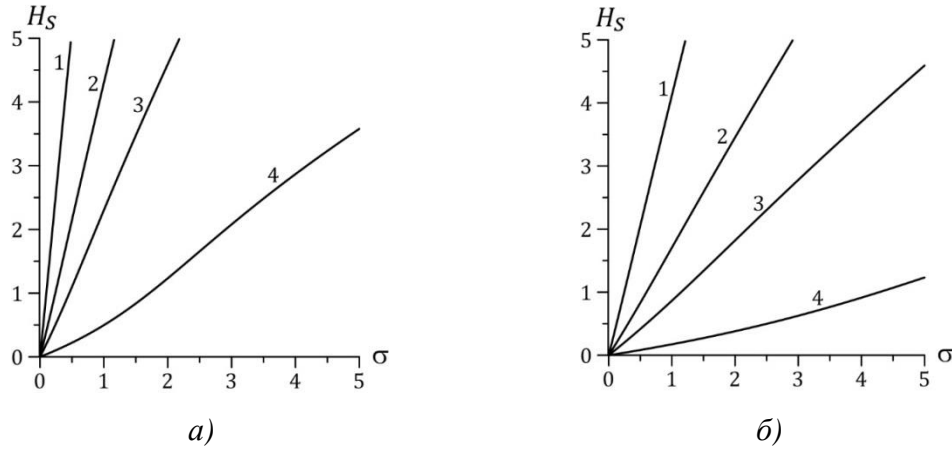


Рис. 2. Зависимость поля перехода в состояние насыщения H_S от энергии сцепления σ :
а) $\zeta = 0$; б) $\zeta = 0.3$. Кривая 1 – $b = 0.2$; 2 – $b = 0.5$; 3 – $b = 1$; 4 – $b = 5$

На рисунке 2 представлена зависимость поля перехода в состояние насыщения H_S от энергии сцепления σ при разных параметрах b и ζ . Области, находящейся ниже кривой, отвечает неоднородное состояние, а выше кривой – фаза насыщения. Из рисунка 2 видно, что поле перехода в состояние насыщения увеличивается с ростом энергии сцепления магнитных частиц с ЖК-матрицей. Кроме того, в дипольном режиме ($b > 1$) для перехода ФН из неоднородного состояния в фазу насыщения требуются меньшие магнитные поля по сравнению с промежуточным ($b = 1$) и квадрупольными режимами ($b < 1$). Из рисунка 2 видно, что при параметре сцепления $\zeta = 0$ (Рис. 2 а) требуются большие магнитные поля для перехода ФН в состояние насыщения, по сравнению со случаем $\zeta = 0.3$ (Рис. 2 б) как для дипольного, так и квадрупольного режимов.

Список литературы

1. Brochard F., Gennes P. G. de. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691-708.
2. Burylov S. V., Zakhlevnykh A. N. Orientational energy of anisometric particles in liquid-crystalline suspensions // Phys. Rev.E. 2013, Vol. 88. 012511.

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

П. К. Скоков, Д. А. Петров

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

В настоящей работе исследованы возможные ориентационные фазовые переходы в антиферромагнитном жидком кристалле (АЖК) – низкоконцентрированной суспензии наноразмерных магнитных частиц (объемная доля примеси $f \sim 10^{-7} \div 10^{-5}$) на основе нематического жидкого кристалла (НЖК). Другое название такого композитного материала – ферронематик (ФН). Отличительной особенностью АЖК является то, что в нем имеются равные доли примесных частиц с антипараллельно направленными магнитными моментами, таким образом АЖК обладает нулевой суммарной намагниченностью в отсутствие внешнего магнитного поля и представляет собой жидкокристаллический аналог антиферромагнетика [1–2].

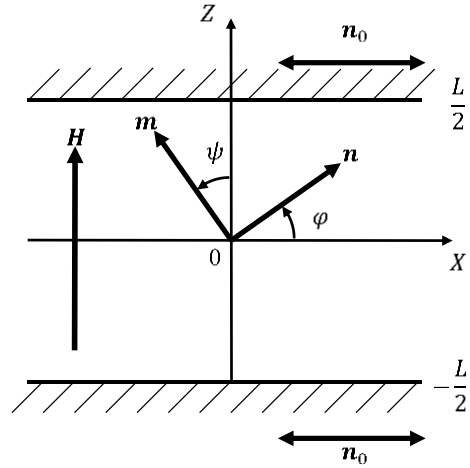


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассматривался плоский слой АЖК (Рис. 1) толщиной L с мягким планарным сцеплением директора \mathbf{n} с границами слоя, так что в отсутствие внешних полей директор на границах слоя параллелен оси легкого ориентирования $\mathbf{n}_0 = (1, 0, 0)$. Сцепление директора \mathbf{n} с феррочастицами будем полагать мягким и гомеотропным, т.е. в отсутствие внешних полей директор и намагниченность \mathbf{m} ортогональны друг другу.

Задача решалась в рамках континуальной теории, в основе которой лежит функционал свободной энергии ФН [1–3]

$$F = \int (F_1 + F_2 + F_3 + F_4 + F_5) dV + \oint F_s dS, \quad (1)$$

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

$$F_2 = -\frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_3 = -\mu_s (f_+ - f_-) \mathbf{m} \cdot \mathbf{H},$$

$$F_4 = \frac{W_p}{d} (f_+ + f_-) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{m})^2, \quad F_5 = \frac{k_B T}{v} (f_+ \ln f_+ + f_- \ln f_-).$$

Здесь K_{11} , K_{22} и K_{33} – константы Франка; $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости; μ_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц; f_+ и f_- – объемные доли феррочастиц в суспензии с магнит-

ными моментами, ориентированным параллельно и антипараллельно оси Z в отсутствие магнитного поля $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ соответственно; $W_p > 0$ – плотность энергии сцепления ЖК-матрицы с поверхностью магнитных частиц; d – диаметр магнитной частицы; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; v – объем магнитной частицы.

Слагаемое F_1 представляет плотность свободной энергии ориентационно-упругих деформаций директора, вклады F_2 и F_3 – учитывают взаимодействие НЖК-матрицы и феррочастиц с магнитным полем соответственно, F_4 – объемная плотность энергии сцепления феррочастиц и директора, слагаемое F_5 учитывает вклад энтропии смещения идеального раствора феррочастиц в суспензии. Поверхностная плотность энергии сцепления НЖК с границами слоя описывается выражением [3]

$$F_S = - \left(\frac{W_{top} + W_{down}}{2} \right) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_0)^2,$$

где W_{top} и W_{down} – плотности энергии сцепления директора с верхней и нижней границами слоя соответственно.

Для удобства нами использовались следующие безразмерные величины и параметры [1, 2]: координата $\tilde{z} = z/L$; энергии сцепления директора с границами слоя и поверхностью феррочастиц $\omega_{top} = LW_{top}/K_{11}$, $\omega_{down} = LW_{down}/K_{11}$ и $\sigma = W_p \bar{f} L^2 / (K_{11} d)$ соответственно; сегрегационный параметр $\kappa = k_B T \bar{f} L^2 / (K_{11} v)$; напряженность магнитного поля $h = HL \sqrt{\chi_a / K_{11}}$; параметр $b = M_s \bar{f} L / \sqrt{K_{11} \chi_a}$, характеризующий какой из ориентационных механизмов преобладает в ФН (дипольный или квадрупольный); приведенные объемные доли феррочастиц $g_{\pm} = f_{\pm} / \bar{f}$ ($\bar{f} = Nv/V$, N – число феррочастиц в объеме V АЖК) и параметр анизотропии ориентационной упругости $k = K_{33}/K_{11}$.

В рассматриваемой геометрии директор и единичный вектор намагниченности можно представить в следующем виде:

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

После минимизации свободной энергии (1) по углам ориентации директора φ , намагниченности ψ и приведенным объемным долям частиц g_+ и g_- , была получена система уравнений ориентационного и магнитного равновесия ФН

$$\begin{aligned} \ddot{\varphi} K(\varphi) + \frac{1}{2} \dot{\varphi}^2 \frac{dK(\varphi)}{d\varphi} + \frac{h^2}{2} \sin 2\varphi - \sigma(g_+ + g_-) \sin(2\varphi - 2\psi) &= 0, \\ \text{th}(bh \cos \psi / \kappa) hb \sin \psi - \sigma \sin(2\varphi - 2\psi) &= 0, \\ g_{\pm} = Q \exp \left\{ \pm \frac{bh \cos \psi}{\kappa} - \frac{\sigma \sin^2(\varphi - \psi)}{\kappa} \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где константа нормировки имеет вид

$$Q^{-1} = \int_{-1/2}^{1/2} \left[2 \exp \left(-\frac{\sigma \sin^2(\varphi - \psi)}{\kappa} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{bh \cos \psi}{\kappa} \right) \right] d\tilde{z}$$

и определяется из условия постоянного числа частиц в системе

$$\int (g_+ + g_-) d\tilde{z} = 1.$$

Здесь также было введено обозначение $K(\varphi) = \cos^2 \varphi + k \sin^2 \varphi$, а точками обозначены производные по \tilde{z} .

Варьирование поверхностных вкладов в (1) позволяет получить граничные условия для верхней и нижней пластины соответственно

$$\left(\dot{\varphi} K(\varphi) + \frac{\omega_{top}}{2} \sin 2\varphi \right) \Big|_{z=1/2} = 0, \quad \left(\dot{\varphi} K(\varphi) - \frac{\omega_{down}}{2} \sin 2\varphi \right) \Big|_{z=-1/2} = 0. \quad (4)$$

Система уравнений (3)–(4) имеет несколько тривиальных решений, каждое из которых отвечает однородному состоянию ФН. В отсутствие магнитного поля ФН находится в компенсированной фазе, для которой $\varphi(\tilde{z}) \equiv \psi(\tilde{z}) \equiv 0$, а распределение примесных частиц является одинаковыми и однородным $g_{\pm}(\tilde{z}) = 1/2$. Включение магнитного поля не вызывает искажения ориентационной структуры, т.е. ФН остается в однородном состоянии ($\varphi(\tilde{z}) \equiv \psi(\tilde{z}) \equiv 0$), однако начинает происходить перераспределение феррочастиц между магнитными подсистемами. Из (3) видно, что $g_{\pm} = \exp\{\pm hb/\kappa\} / [2 \operatorname{ch}(hb/\kappa)]$, т.е. g_+ увеличивается с ростом поля, а g_- — уменьшается. Суспензия перестает быть компенсированной и представляет собой жидкокристаллический аналог ферримагнетика (ферримагнитная фаза). Система находится в однородном состоянии, пока магнитное поле не превысит некоторого порогового значения h_c , выше которого появляются искажения ориентационной структуры. Вблизи h_c распределения директора и намагниченности близки к однородным и уравнения (3) с граничными условиями (4) могут быть линеаризованы по малым углам отклонения директора от оси легкого ориентирования $\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и намагниченности от направления поля $\psi(\tilde{z}) \ll 1$, в результате получим

$$\ddot{\varphi} + \lambda^2 \varphi = 0, \quad (\dot{\varphi} + \omega_{top} \varphi) \Big|_{z=1/2} = 0, \quad (\dot{\varphi} - \omega_{down} \varphi) \Big|_{z=-1/2} = 0, \quad (5)$$

где введено обозначение $\lambda^2 = h_c^2 - 2\sigma b h_c / [2\sigma \operatorname{cth}(bh_c/\kappa) + bh_c]$. Из условия существования нетривиального решения уравнений (5) найдем уравнение для поля перехода из ферримагнитной однородной фазы в неоднородное состояние

$$\operatorname{tg} \lambda = \frac{\lambda(\omega_{top} + \omega_{down})}{\lambda^2 - \omega_{top} \omega_{down}}. \quad (6)$$

Неоднородное состояние является устойчивым, пока магнитное поле не превысит некоторого значения h_s , выше которого исчезают искажения ориентационной структуры и ФН переходит в состояние насыщения $\varphi(\tilde{z}) \equiv \pi/2$, $\psi(\tilde{z}) \equiv 0$ и $g_{\pm} = \exp\{\pm bh/\kappa\}/[2\text{ch}(bh/\kappa)]$. Вблизи h_s отклонения директора и намагниченности от направления поля малы и система (3) с граничными условиями (4) может быть линеаризована по малым $\varphi(\tilde{z}) \equiv \pi/2 - \delta\varphi(\tilde{z})$, $\delta\varphi(\tilde{z}) \ll 1$ и $\psi(\tilde{z}) \ll 1$:

$$\begin{aligned} \delta\ddot{\varphi} - \Lambda^2\delta\varphi &= 0, \\ (k\delta\dot{\varphi} - \omega_{top}\delta\varphi)|_{z=1/2} &= 0, \end{aligned}$$

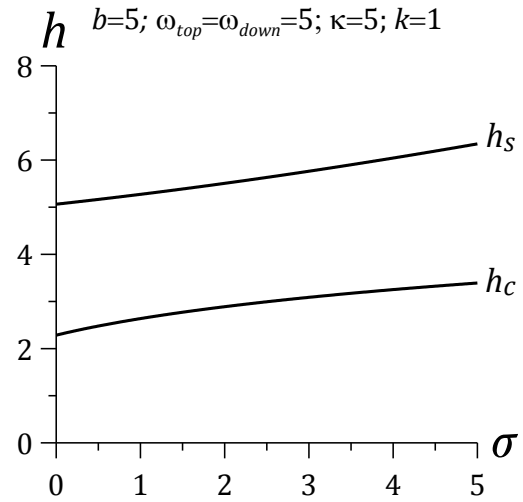


Рис. 2. Диаграмма ориентационных фаз ферронематика

$$(k\delta\dot{\varphi} + \omega_{down}\delta\varphi)|_{z=-1/2} = 0, \quad (7)$$

где $\Lambda^2 = k^{-1}(h_s^2 - 2\sigma bh_s/[bh_s - 2\sigma\text{cth}(bh_s/\kappa)])$.

Из условия существования нетривиального решения уравнения (7) найдем выражение для пороговых полей перехода в состояние насыщения:

$$\text{th } \Lambda = \frac{k\Lambda(\omega_{top} + \omega_{down})}{k^2\Lambda^2 + \omega_{top}\omega_{down}}. \quad (8)$$

На рисунке 2 представлена диаграмма ориентационных фаз АЖК. Ниже кривой h_c находится однородная ферримангнитная фаза, выше кривой h_s — однородная фаза насыщения. Область, ограниченная сверху кривой h_s , а снизу — h_c , отвечает неоднородному состоянию.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014-153-643).

Список литературы

1. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Magnetic field induced orientational transitions in soft compensated ferronematics // Phase Transitions. 2014. Vol. 87. P. 1-18.
2. Zakhlevnykh A. N., Petrov D. A. Orientational bistability and magneto-optical response in compensated ferronematic liquid crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2016. Vol. 401. P. 188-195.
3. Rapini A., Papoular M. Distorsion d'une lamelle nematique sous champ magnetique conditions d'ancrage aux parois // J. de Physique Colloques. 1969. Vol. 30. P. 54-56.

СУПЕРТВИСТОВЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛЯ ДИРЕКТОРА В СЛОЕ ФЕРРОНЕМАТИКА

М. А. Уткин, Д. В. Макаров

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

Под термином «феррожидкий кристалл» (ФЖК) понимают суспензию анизометричных магнитных частиц, в которых роль несущей среды играет жидкий кристалл [1–2]. Если жидкий кристалл (ЖК) является нематиком, то соответствующий ФЖК принято называть ферронематиком (ФН). В подобных мягких средах за счет сцепления молекул нематика на поверхности магнитных частиц имеется возможность создать сильную ориентационную связь между феррочастицами и ЖК-матрицей. Вследствие этого начальная магнитная восприимчивость суспензии повышается по сравнению с чистым нематиком, и в ряде случаев ФН может быть ориентирован относительно слабым внешним полем [3]. Недавно в работах [4–5] был анонсирован синтез суспензии магнитных пластинок на основе нематика, обладающей спонтанной намагниченностью, и названной ферромагнитным нематиком.

Целью настоящей работы является теоретическое описание индуцированных магнитным полем супертвистовых деформаций ориентационной структуры слоя ферронематика в рамках континуального подхода, сформулированного в основополагающей работе Брошар и де Жена [2].

Рассмотрим слой ФН толщиной D , к которому приложим внешнее магнитное поле \mathbf{H} под произвольным углом φ_H в плоскости слоя (Рис. 1).

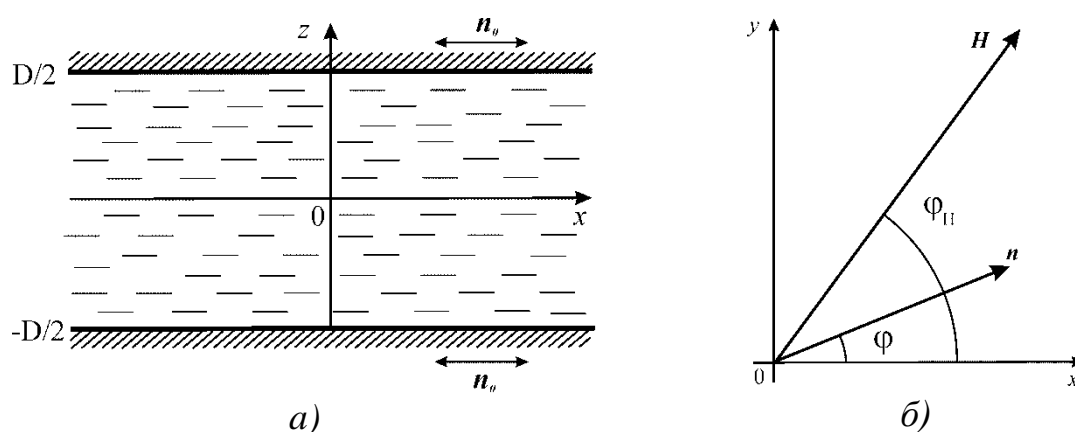


Рис. 1. Слой ферронематика в магнитном поле \mathbf{H}

В рамках континуального подхода в ФН с жесткой ориентационной связью между ЖК-матрицей и феррочастицами направление преимущественной ориентации молекул жидкого кристалла и магнитных частиц описывается одним вектором \mathbf{n} , называемым директором. Будем считать, что на границах слоя созданы условия жесткого планарного сцепления директора \mathbf{n} с ограничивающими пластинами. Таким образом, вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} и директор \mathbf{n} примут следующий вид

$$\mathbf{H} = H[\cos\varphi_H, \sin\varphi_H, 0], \quad \mathbf{n} = [\cos\varphi(z), \sin\varphi(z), 0] \quad (1)$$

Равновесная ориентационная структура слоя ФН определяется из условия минимума полной свободной энергии [2, 3]

$$F = \int F_V dV, \quad F_V = F_d + F_{dia} + F_{ferro} + F_{entr}, \quad (2)$$

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

$$F_{dia} = -\frac{1}{2}\chi_a(\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2, \quad F_{ferro} = -M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}, \quad F_{entr} = \frac{k_B T}{v} f \ln f.$$

Здесь F_d – потенциал Озеена-Франка; K_{ii} – константы Франка; F_{dia} – объемная плотность энергии взаимодействий магнитного поля с НЖК (диамагнитный вклад), где $\chi_a > 0$ – анизотропия диамагнитной восприимчивости нематика, в этом случае директор \mathbf{n} стремится ориентироваться вдоль приложенного магнитного поля \mathbf{H} , что приводит к деформации ориентационной структуры жидкого кристалла внутри слоя; F_{ferro} – объемная плотность энергии взаимодействия магнитного поля с магнитными моментами ферро-частиц (дипольный вклад), где M_s – намагниченность насыщения материала феррочастиц, $f(z)$ – локальная объемная доля магнитных частиц в суспензии; F_{entr} – вклад энтропии смешения «идеального газа» феррочастиц в суспензии (энтропийный вклад). Здесь k_B – постоянная Больцмана, T – температура, v – объем феррочастицы.

Минимизация функционала свободной энергии ФН (2) по углу ориентации директора и намагниченности, объемной доле магнитных частиц приводит к системе дифференциальных уравнений равновесия ФН. В результате интегрирования этих уравнений в бессегрегационном пределе, т.е. для однородного распределения частиц в слое, и с учетом симметричности граничных условий получаем

$$\int_0^{\varphi(\zeta)} \frac{d\varphi}{\sqrt{A(\varphi)}} = \frac{1}{2} - \zeta, \quad \int_0^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sqrt{A(\varphi)}} = \frac{1}{2}, \quad (3)$$

$$A(\varphi) = \frac{h^2}{2} [\cos 2(\varphi_0 - \varphi_H) - \cos 2(\varphi - \varphi_H)] + bh[\cos(\varphi_0 - \varphi_H) - \cos(\varphi - \varphi_H)],$$

где $\varphi_0 = \varphi(0)$ – угол ориентации директора в центре слоя. В уравнения (3) введены следующие безразмерные параметры

$$\zeta = \frac{z}{D}, \quad h = HD \sqrt{\frac{\chi_a}{K_{22}}}, \quad b = \frac{D\bar{f} M_s}{\sqrt{K_{22}\chi_a}}. \quad (4)$$

Здесь ζ – безразмерная координата, h – безразмерная напряженность магнитного поля, параметр b , который характеризует механизм влияния магнитного поля на ФН: при $b > 1$ главным является дипольный механизм, при

$b < 1$ – квадрупольный. Смена режима воздействия поля происходит при напряженностях $H \sim M_s \bar{f} / \chi_a$.

Система интегральных уравнений (3) определяет угол ориентации директора внутри слоя ФН, зависящий от величины приложенного внешнего магнитного поля h , угла φ_H , под которым поле ориентировано в плоскости слоя, и параметра b , характеризующего магнитные свойства феррочастиц.

На рисунке 2 представлен график зависимости угла поворота директора φ_0 в центре слоя ФН, полученный в результате численного решения интегральных уравнений равновесия (3), как функция магнитного поля h для различных значений угла его ориентации φ_H . Для расчета выбрано значение $b = 10$, соответствующего дипольному механизму влияния поля на ФН.

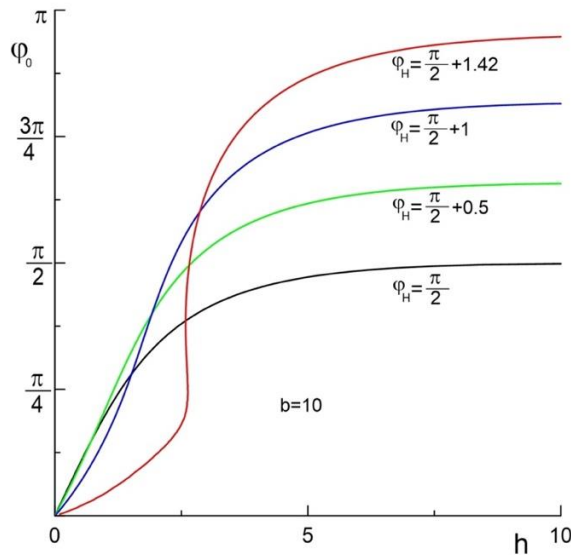


Рис. 2. Угол поворота директора φ_0 в центре слоя ФН как функция магнитного поля h для $b=10$ и различных $\varphi_H > \pi/2$

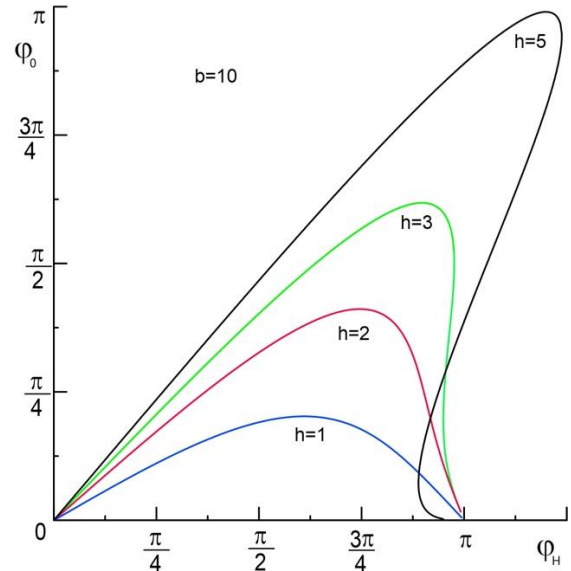


Рис. 3. Угол поворота директора φ_0 как функция угла приложенного магнитного поля φ_H для $b=10$ и различных значений h

Как видно из рисунка 2, в отсутствие внешнего поля угол отклонения директора также равен нулю, что соответствует исходной невозмущенной структуре поля директора и намагниченности. При увеличении напряженности магнитного поля h угол поворота директора φ_0 в центре слоя возрастает и асимптотически приближается к значению угла φ_H , под которым это внешнее поле приложено. С ростом угла φ_H зависимость угла поворота директора φ_0 в центре слоя ФН от h качественно изменяется: на зависимости сначала появляется точка перегиба, а затем и узкая гистерезисная область.

При фиксированном значении величины внешнего магнитного поля h (Рис. 3), с ростом угла φ_H сначала наблюдается монотонное увеличение угла поворота директора φ_0 , т.е. структура ФН искажается сильнее с ростом угла поворота поля. Чем напряженность поля h больше, тем выше на рисунке располагается соответствующая кривая. При последующем увеличении угла поворота поля без увеличения его напряженности наблюдается уменьшение искажений ориентационной структуры. При больших углах поворота поля на угловой зависимости директора появляются области неоднозначно-

сти, которые говорят о существовании ориентационных переходов 1 рода в этой области управляющих параметров.

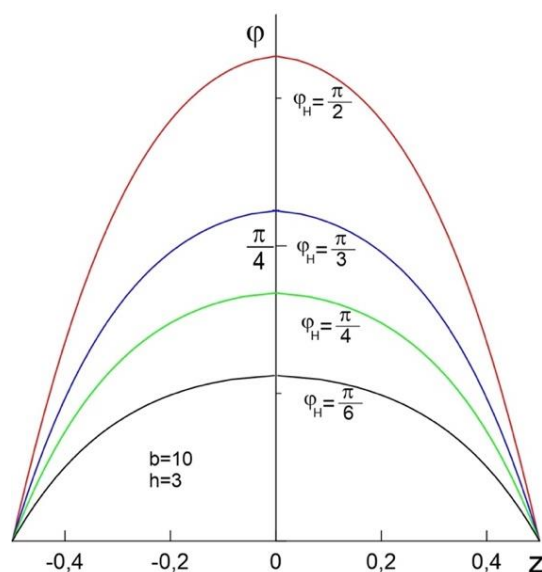


Рис. 4. Угол поворота директора внутри слоя ферронематика при $b=10$, $h=3$ и различных углах ориентации поля $\varphi_H < \pi/2$

Пространственное распределение директора и намагниченности ФН внутри слоя, описываемые углом φ , для различных значений угла ориентации магнитного поля $\varphi_H < \pi/2$ представлены на рисунке 4. На границах слоя угол поворота директора равен нулю, что соответствует условию жесткого планарного сцепления. График функции $\varphi(z)$ имеет максимум в центре слоя и его значение меньше угла φ_H , под которым прикладывается магнитное поле. Видно, что при фиксированном значении напряжённости магнитного поля с увеличением только лишь угла поворота поля φ_H растёт и отклонение директора от исходной ориентации во всем слое ФН.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014-153-643).

Список литературы

1. *de Gennes P. G., Prost J.* The Physics of Liquid Crystals. Oxford: Clarendon Press, 1993. 596 p.
2. *Brochard F., de Gennes P. G.* Theory of magnetic suspensions in liquid crystals // J. Physique. 1970. Vol. 31. P. 691-708.
3. *Райхер Ю. Л., Бурылов С. В., Захлевных А. Н.* Ориентационная структура и магнитные свойства ферронематика во внешнем поле // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 542-551.
4. *Mertelj A., Lisjak D., Drofenik M., Čopič M.* Ferromagnetism in suspensions of magnetic platelets in liquid crystal // Nature. 2013. Vol. 504. P. 237-241.
5. *Shuai M., Klitnick A., Shen Y., Smith G. P., Tuchband M. R., Zhu C., Petschek R. G., Mertelj A., Lisjak D., Čopič M., MacLennan J. E., Glaser M. A., Clark N. A.* Spontaneous liquid crystal and ferromagnetic ordering of colloidal magnetic nanoplates // Nature Communications. 2016. Vol. 7. 10394.

РАЗРАБОТКА ИНТЕРАКТИВНОГО ПРИЛОЖЕНИЯ ДЛЯ МИНИМИЗАЦИИ ФУНКЦИОНАЛА СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ ФЕРРОНЕМАТИКА В ПАКЕТЕ MAPLE

Д. Ф. Хайртдинов, Д. В. Макаров

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

При расчете равновесной ориентационной структуры ферронематика (суспензии магнитных частиц в нематическом жидком кристалле), взаимодействующего с ограничивающими поверхностями и внешними полями, возникает необходимость минимизировать функционал полной свободной энергии такой суспензии $F = \int F_V dV$ [1–2]. В ряде простых случаев этот процесс может быть автоматизирован, а некоторые его этапы можно проводить в интерактивном режиме с помощью графического интерфейса пользователя. В настоящее время существуют системы компьютерной математики, такие как Maple или Mathematica [3], в которых предусмотрены средства, необходимые для создания подобного рода интерактивных приложений.

Целью настоящей работы является создание Maple-приложения с интерактивным графическим интерфейсом пользователя (Maplet'a), вычисляющего, во-первых, вклады в плотность свободной энергии ферронематика для заданной пользователем геометрии задачи, во-вторых, минимизирующего функционал полной свободной энергии ферронематика и выводящего на экран соответствующие уравнения ориентационного равновесия. Кроме того, в качестве примера будет решена задача о нахождении трехмерных деформаций поля директора в ферронематике.

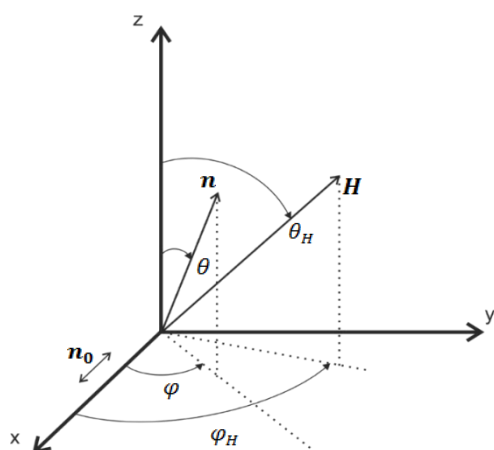


Рис. 1. Геометрия задачи

Рассмотрим ферронематик, находящийся в контакте с ориентирующей стенкой и помещенный в произвольно ориентированное однородное магнитное поле (Рис. 1). Сцепление жидкокристаллической матрицы со стенкой будем считать жестким и планарным, т.е. в отсутствие внешних полей единичный вектор \mathbf{n} (директор), характеризующий направление преимущественной ориентации молекул жидкого кристалла, ориентирован вдоль оси x , лежащей в плоскости стенки (ось легкого ориентирования). Сцеп-

ление между директором и единичным вектором намагниченности суспензии также будем считать абсолютно жестким и планарным, в этом случае оба вектора определяются одним и тем же набором полярных и азимутальных углов. Магнитное поле \mathbf{H} приложим под произвольным углом по отношению к ориентирующей стенке:

$$\mathbf{H} = H(\sin \theta_H \cos \varphi_H, \sin \theta_H \sin \varphi_H, \cos \theta_H). \quad (1)$$

В этом случае отыскиваемое поле директора можно представить следующим образом:

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

Полная свободная энергии ферронематика F в рассматриваемой задаче имеет вид [2, 5]:

$$F = \int F_V dV, \quad (3)$$

$$F_V = \frac{1}{2} [K_{11}(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \operatorname{rotn})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \operatorname{rotn})^2] - \frac{1}{2} \chi_a (\mathbf{n} \cdot \mathbf{H})^2 - M_s f \mathbf{n} \cdot \mathbf{H} + \frac{k_B T}{v} f \ln f.$$

Первый вклад в F_V (3) представляет собой потенциал Озеена-Франка, второй – плотность диамагнитной энергии ЖК-матрицы, третий – плотность энергии взаимодействия феррочастиц с магнитным полем, четвертый – вклад энтропии смешения «идеального газа» феррочастиц в суспензии; здесь $\chi_a > 0$ – это анизотропия магнитной восприимчивости ЖК, \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, K_{ii} – константы Франка, M_s – намагниченность насыщения материала частицы, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, v – объем феррочастицы, f – объемная доля феррочастиц в суспензии.

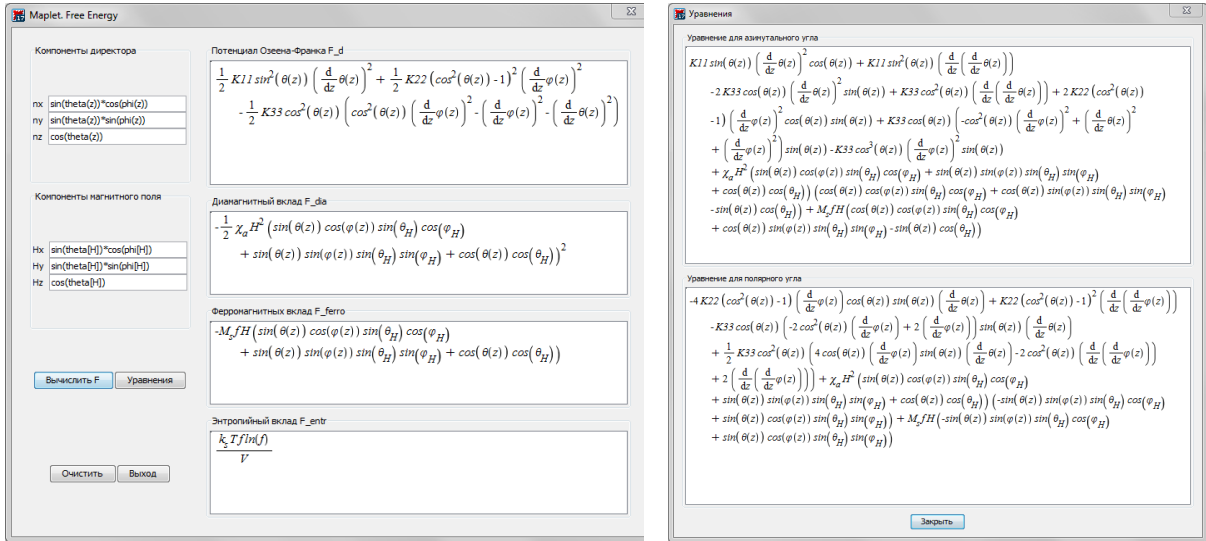


Рис. 2. Диалоговые окна Maple-приложения

В данной работе было создано Maple-приложение, предназначенное для вычисления плотности свободной энергии ферронематика и записи соответствующих уравнений Эйлера-Лагранжа [2, 4] по заданным пользователем компонентам внешнего поля и поля директора (в декартовой системе координат). Например, их можно задать в виде, представленном в (1) и (2). Для этого пользователь в главном окне приложения (Рис. 2, левое окно) в соответствующих интерактивных полях записывает компоненты директора и вектора напряженности магнитного поля. Затем нажимает кнопку «Вычис-

лить F » и в специальных полях выводятся рассчитанные значения вкладов свободной энергии F_V (3). Чтобы получить систему уравнений ориентационного равновесия для углов поворота директора и намагниченности нужно нажать кнопку «Уравнения». После чего появляется отдельное окно (Рис. 2, правое окно), в котором отображаются соответствующие уравнения.

В рассматриваемой геометрии задачи (Рис. 1) с учетом (1)–(3) система уравнений Эйлера-Лагранжа имеет следующий «интеграл движения»:

$$f(\theta)(\theta')^2 + g(\theta)(\varphi')^2 + \chi_a H^2 p^2(\theta, \varphi) + 2M_s f H p(\theta, \varphi) = \text{const}, \quad (4)$$

$$f(\theta) = K_{11} \sin^2 \theta(z) + K_{33} \cos^2 \theta(z),$$

$$g(\theta) = K_{22} \sin^4 \theta(z) + K_{33} \sin^2 \theta(z) \cos^2 \theta(z),$$

$$p(\theta) = \sin \theta(z) \sin \theta_H \cos(\varphi(z) - \varphi_H) + \cos \theta(z) \cos \theta_H.$$

В одноконстантном приближении ($K = K_{11} = K_{22} = K_{33}$) [4] для малого угла отклонения вектора магнитного поля θ_H от ориентирующей плоскости xOy , осуществим разложение «интеграла движения» (4) по малому формальному параметру ε : $\theta = \frac{\pi}{2} - \theta_1 \varepsilon - \dots$, $\theta_H = \frac{\pi}{2} - \theta_{H1} \varepsilon - \dots$. Нулевой и первый порядок разложения дают для поправок первого порядка замкнутую систему дифференциальных уравнений, которая может быть проинтегрирована:

$$\int_0^{\varphi(z)} \frac{d\alpha}{\sqrt{[2h + h^2(1 + \cos(\alpha - \varphi_H))][1 - \cos(\alpha - \varphi_H)]}} = \zeta, \quad (4)$$

$$\int_{\frac{\pi}{2}}^{\theta(\zeta)} A^{-1/2} d\alpha = \zeta, \quad (5)$$

$$A = [h + h^2 \cos(\varphi - \varphi_H)] \left[\left(\frac{\pi}{2} - \theta_H \right)^2 \cos(\varphi - \varphi_H) - 2 \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) \left(\frac{\pi}{2} - \theta_H \right) \right] + \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right)^2 [h^2 + 2h - h \cos(\varphi - \varphi_H)],$$

здесь введены безразмерная напряженность магнитного поля $h = \frac{H\chi_a}{M_s f}$ и безразмерная координата $\zeta = \frac{M_s f}{\sqrt{K\chi_a}} z$.

Результаты численного решения системы интегральных уравнений (4) – (5) представлены на рисунках 3 и 4. На рисунке 3 построены зависимости углов θ и φ от координаты ζ , определяющей расстояние до ориентирующей плоскости, для различных значений углов φ_H и θ_H , которые задают ориентацию магнитного поля. Видно, что чем больше углы φ_H и θ_H , тем сильнее закручивается (деформируется) структура ферронематика. По мере удаления от плоскости углы ориентации директора и намагниченности асимптотически стремятся к направлению магнитного поля. Пример трехмерной визуализации деформированной ориентационной структуры ферронематика при $\theta_H = 0$ и двух значений угла φ_H показан на рисунке 4.

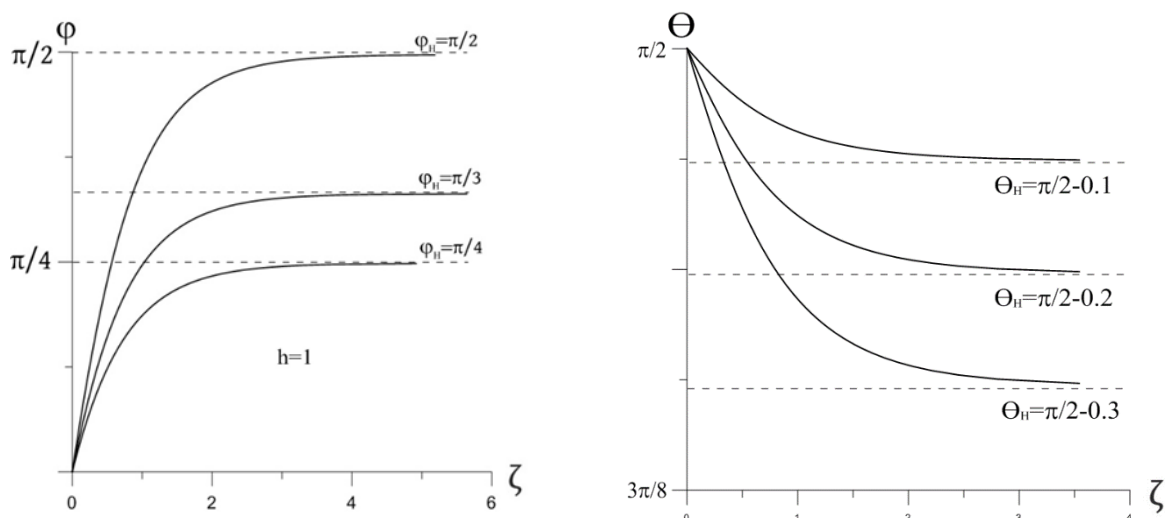


Рис. 3. Пространственная зависимость углов φ и θ , задающих направление директора и вектора намагниченности ферронематика

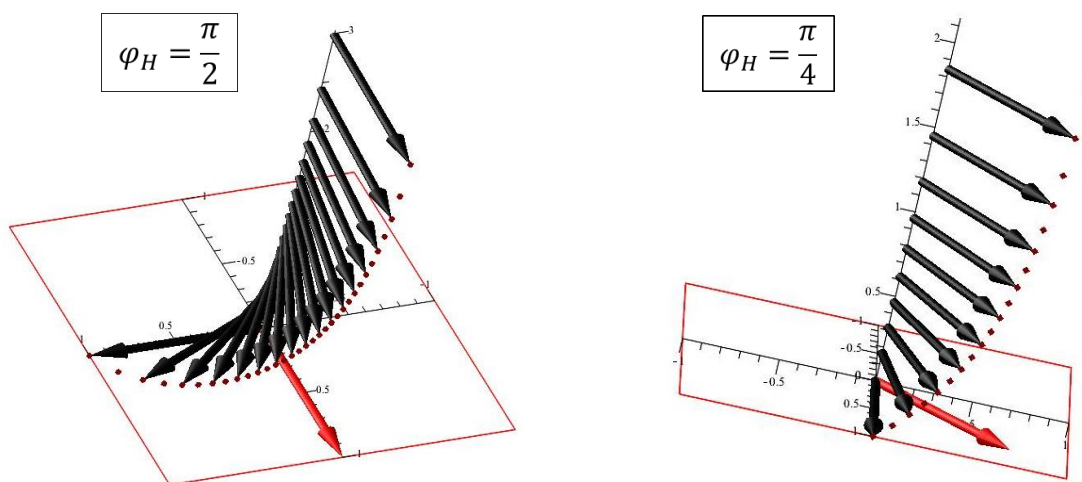


Рис. 4. 3D-визуализация деформаций ориентационной структуры ферронематика в магнитном поле. Красной стрелкой показано направление напряженности поля

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № 2014-153-643).

Список литературы

1. Garbovskiy Y. A, Glushchenko A. V. Liquid Crystalline colloids of nanoparticles: preparation, properties and applications // Solid State Physics. 2010. Vol. 62. P. 1-74.
2. Brochard F., de Gennes P. G. Theory of magnetic suspensions in liquid crystals. // J. Phys. (France). 1970. Vol. 31. P. 691-708.
3. Дьяконов В. П. Maple 10/11/12/13/14 в математических расчетах. М.: ДМК Пресс, 2014. 800 с.
4. Блинов Л. М. Жидкие кристаллы. М.: Либроком, 2013. 480 с.
5. Burylov S. V., Raikher Yu. L. Macroscopic properties of ferromagnetics caused by orientational interactions on the particle surfaces. I. Extended continuum model. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1995. Vol. 258. P. 107-122.

АДВЕКТИВНОЕ ВЫМЫВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ КОНВЕКТИВНЫХ СТРУКТУР

Т. Н. Загвозкин, Д. С. Голдобин

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

Крупномасштабная тепловая конвекция в слое при неоднородном вдоль оси x нагреве может быть описана уравнением [1]:

$$\dot{\theta} + u\partial_x\theta + \partial_x^4\theta - \partial_x((\partial_x\theta)^3 - q(x)\partial_x\theta) = 0,$$

где θ – поле температуры, u – скорость прокачивания жидкости вдоль слоя, $q(x)$ – локальное отклонение интенсивности нагрева от критического значения. Если осуществлять локальный нагрев:

$$q(x) = \begin{cases} -\beta^2, & x < 0 \\ \alpha^2, & 0 < x < L \\ -\beta^2, & x > L \end{cases}$$

то при $u = 0$ в системе могут возникать течения, локализованные в области возбуждения ($0 < x < L$). Схема такого нагрева приведена на рисунке 1. Увеличение скорости прокачивания жидкости u приводит к «вымыванию» конвективного течения из области возбуждения. Целью данной работы является нахождение критических значений скорости u , при которой течение перестает возбуждаться.

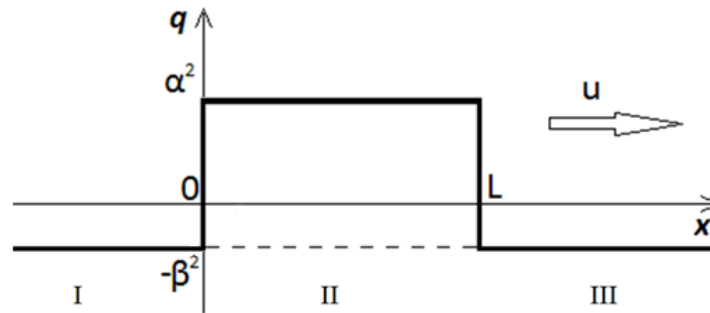


Рис. 1. Локальное отклонение интенсивности нагрева

Для качественного понимания картины полученных решений были посчитаны инкременты возмущений основного состояния. Результаты расчета изображены на графике, приведенном на рисунке 2, где по оси абсцисс отложена скорость прокачивания жидкости через слой, а по оси ординат инкремент возмущений основного состояния. По приведенной зависимости можно судить о том, что при нарастании скорости прокачивания решение в области **A** находится на ветви монотонной устойчивости, а после попадает в область **B** на колебательную ветвь, аналогично тому, что наблюдалось для сценариев вымывания локализованных структур, возникающих при случайной пространственной неоднородности параметров [2].

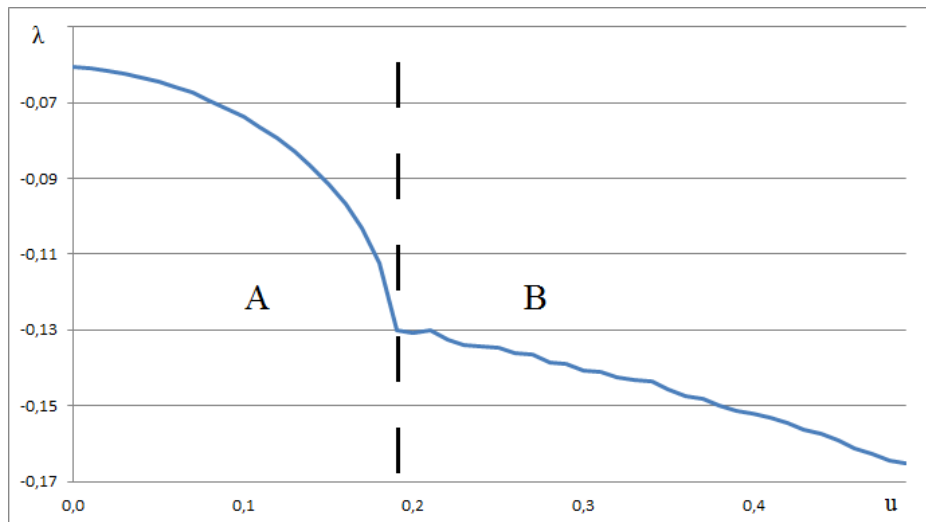


Рис.2. Зависимость инкремента возмущений от скорости прокачивания жидкости

Для решения задачи о монотонной устойчивости подставим в уравнение решения вида:

$$\theta_j \sim e^{-\lambda t} e^{ik_j x},$$

где индексом j обозначаются моды функции θ соответствующие разным корням характеристического уравнения k_j . Функция θ , в каждой области пространства, будет представлять собой сумму мод, с разными наборами k_j , не дающими бесконечного роста функции на данном участке. Для нахождения границы устойчивости рассмотрим стационарный случай: $\lambda=0$, само характеристическое уравнение при этом примет следующий вид:

$$k^3 - q(x)k + iu = 0$$

Решив характеристическое уравнение и найдя, таким образом, функции θ_j , мы должны представить в качестве общего решения их суперпозицию, отбросив моды, расходящиеся при $x=\pm\infty$. Следовательно, исходя из вида корней уравнения k_j , мы оставляем в областях **I** и **III** суммы одной или двух экспонент, а в области **II** все три функции с соответствующими коэффициентами.

В качестве граничных условий используем условие сшивки на границе области возбуждения:

$$\begin{aligned} \theta^I(0) &= \theta^{II}(0); & \theta^{II}(L) &= \theta^{III}(L); \\ \theta_x^I(0) &= \theta_x^{II}(0); & \theta_x^{II}(L) &= \theta_x^{III}(L); \\ \theta_{xx}^I(0) &= \theta_{xx}^{II}(0); & \theta_{xx}^{II}(L) &= \theta_{xx}^{III}(L), \end{aligned}$$

где верхним индексом обозначена принадлежность функции θ и ее производных к определенной области пространства.

Данные граничные условия дают нам систему 6-и уравнений с 6-ю неизвестными. Приравнявая определитель этой системы нулю, получим уравне-

ние, задающее зависимость критической скорости прокачивания жидкости через слой от длины области возбуждения локализованного течения.

Результаты решения этой задачи для некоторого набора параметров приведены на рисунке 3, где по оси абсцисс отложены критические значения скорости прокачивания жидкости через слой, а по оси ординат длина области возбуждения.

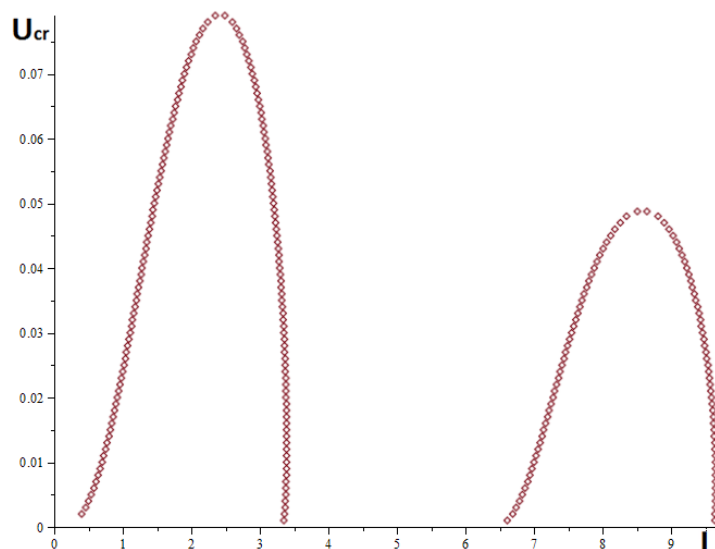


Рис.3. Нейтральная кривая устойчивости основного состояния при: $\alpha=1$, $\beta=0,1$

На представленном рисунке ниже кривой тривиальное состояние неустойчиво по отношению к монотонной моде, а выше все монотонные возмущения затухают, т.е. стационарная локализованная структура не возбуждается.

Для решения задачи о колебательной устойчивости подставим в уравнение решения вида:

$$\theta_j \sim e^{-(\lambda + i\Omega)t} e^{ik_j x},$$

где Ω – частота колебаний. Рассмотрим случай: $\lambda=0$, получим следующее характеристическое уравнение:

$$k^4 - q(x)k^2 + iuk - i\Omega = 0$$

Решая это уравнение, получим выражения для функций θ в разных областях пространства. Граничные условия зададим аналогично случаю монотонной устойчивости:

$$\theta^I(0) = \theta^{II}(0); \quad \theta^{II}(L) = \theta^{III}(L);$$

$$\theta_x^I(0) = \theta_x^{II}(0); \quad \theta_x^{II}(L) = \theta_x^{III}(L);$$

$$\theta_{xx}^I(0) = \theta_{xx}^{II}(0); \quad \theta_{xx}^{II}(L) = \theta_{xx}^{III}(L);$$

$$\theta_{xxx}^I(0) = \theta_{xxx}^{II}(0); \quad \theta_{xxx}^{II}(L) = \theta_{xxx}^{III}(L).$$

Данные граничные условия дают нам систему 8-и уравнений с 8-ю неизвестными, приравняв её определитель нулю, получим зависимость критической скорости прокачивания жидкости от длины области возбуждения локализованного течения, и частоты наиболее опасных колебаний.

Результаты решения этой задачи для некоторого набора параметров приведены на рисунке 4, где по оси абсцисс отложены критические значения скорости прокачивания жидкости через слой, а по оси ординат длина области возбуждения.

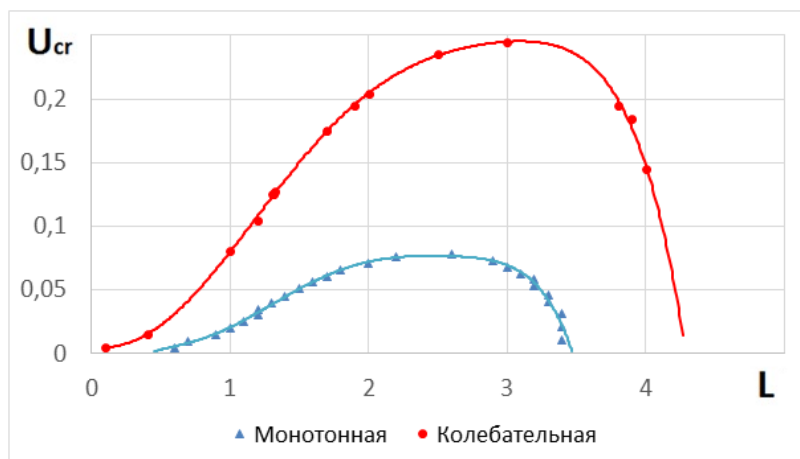


Рис.4. Нейтральная кривая устойчивости основного состояния при: $\alpha=1$, $\beta=0.1$

На этом рисунке ниже границы (верхняя кривая) колебательные возмущения тривиального состояния нарастают, т.е. в системе может возбуждаться осциллирующий режим, а выше этой границы все осциллирующие возмущения затухают. Таким образом, можно заметить, что в данной системе в рассмотренном диапазоне параметров локализованные возмущения, по мере роста скорости прокачивания жидкости, исчезают через обратную бифуркацию Хопфа.

В области под кривыми для монотонной устойчивости может существовать устойчивое локализованное конвективное течение, выше этих кривых нет решений, соответствующих стационарному течению. В зазоре между кривыми для монотонной и колебательной устойчивости может существовать только осциллирующее течение. В области над кривыми конвективная структура «вымывается» полностью, в этих режимах надкритичности в области возбуждения недостаточно для зарождения и/или поддержания стационарных конвективных структур.

Список литературы

1. Goldobin D. S., Shklyaeva E. V. Large-scale thermal convection in a horizontal porous layer // Phys. Rev. E. 2008. V. 78(2). 027301.
2. Goldobin D. S., Shklyaeva E. V. Localization and advective spreading of convective flows under parametric disorder // E-print: arXiv:0804.3741v2. 2008. <http://arxiv.org/abs/0804.3741v2> .

ОТКЛОНЕНИЕ КРАЕВОГО УГЛА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КАПЛИ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М. А. Кашина

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

Изучению поведения движения и устойчивости капли жидкости в электрическом поле посвящено большое количество работ [1]. Одним из важных факторов, влияющих на поведение капли и способы управления, является электросмачивание (electrowetting, EW) – влияние электрического поля на смачивание капель твердой подложки [1, 2]. Толчком к бурному развитию этой тематики послужило использование диэлектрических прокладок на проводящей поверхности (electrowetting-on-dielectric, EWOD) [3] (Рис. 1). В настоящее время EWOD активно используется в различных областях, например, микроустройства для анализа жидкостей (lab-on-a-chip), жидкие линзы с переменным фокусным расстоянием, дисплеи и т.д. Примеры типичных устройств EWOD показаны на рисунке 1.



Рис. 1. Типичные схематические устройства:
1 – электрод, 2 – диэлектрический слой

Если напряжение V , которое прикладывается между каплей и электродом, постоянное, то значение теоретическое значение краевого угла ϑ между поверхностью капли и подложкой определяется из уравнения Юнга-Липпмана [1–3]:

$$\cos \vartheta = \cos \vartheta_0 + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2d\sigma} V^2, \quad (1)$$

где ϑ_0 – равновесный краевой угол в отсутствии электрического поля, определяемый уравнением Юнга, σ – коэффициент поверхностного натяжения, d – толщина диэлектрического слоя, ε_0 и ε – диэлектрическая проницаемость вакуума и диэлектрического слоя, соответственно. Последнее слагаемое в уравнении (1) представляет собой модифицированный член уравнения Липпмана [1–3]. В работе [2] для случая переменного электрического поля вместо V^2 в уравнении (1) было предложено использовать квадрат эффективного напряжения U^2 . Однако, многочисленные эксперименты [1–3, 4] показали, что уравнение (1) хорошо работает только в случае малых значений V (Рис. 2 а). В настоящее время существует несколько полуфеноменологических моделей, призванных уточнить согласие (1) с экспериментальными данными [1–3].

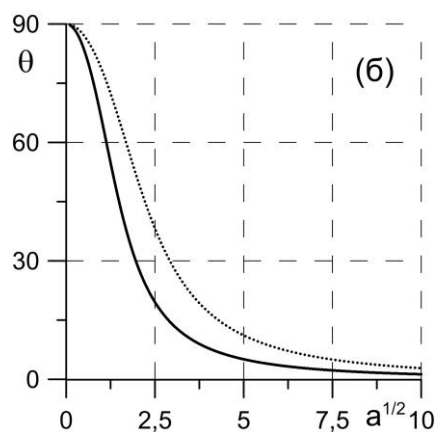
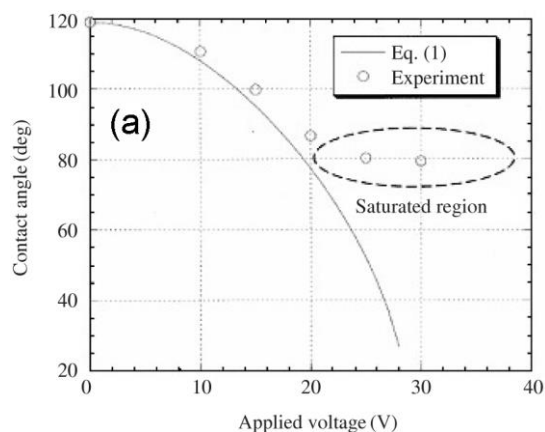


Рис. 2. Зависимость краевого угла от напряжения:

а) для полусферической капли воды на подложке 1000 \AA кремния и 200 \AA тефлона [4],
 б) для цилиндрической капли ($\lambda = 1$), $\omega = 5$ – сплошная линия, $\omega = 10$ – пунктирная

В данной работе продолжают исследования поведения цилиндрической капли жидкости в переменном электрическом поле, начатые в работах [5–8] (Рис. 3). Капля несжимаемой жидкости с плотностью ρ_i^* , окруженная другой жидкостью плотности ρ_e^* . Вся система ограничена двумя параллельными твердыми поверхностями, расстояние между которыми равно h^* . Сосуд замкнут на бесконечности. Капля имеет форму круглого цилиндра радиусом R^* в отсутствие внешних сил. Равновесный краевой угол между боковой поверхностью капли и твердыми плоскостями прямой.

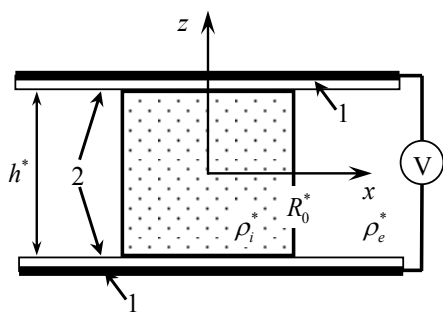


Рис. 3. Геометрия задачи

В работах [5–8] было предложено вместо уравнения Юнга-Липпмана (1) использовать эффективное условие Хокинга [9], которое допускает линейную зависимость между скоростью движения линии контакта и отклонением краевого угла. Это условие использовалось для исследования влияния механических вибраций на капли и пузырьки как полусферической формы [10–12], так и цилиндрической [13–19].

Модифицированное условие Хокинга, используемое в [5–8], полагает, что скорость движения контактной линии пропорциональна сумме отклонения краевого угла и скорости быстрых релаксационных процессов, частоты которые пропорциональны удвоенной частоте электрического поля:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \mp \lambda \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} \pm a f(\alpha) \cos(2\omega t) \right), \quad (2)$$

где ζ – отклонение поверхности от равновесного положения, λ – безразмерная постоянная Хокинга, a – безразмерная эффективная амплитуда электрического поля, $f(\alpha)$ – функция, описывающая неоднородность элек-

трического поля, ω – частота электрического поля. Подробнее постановку задачи и метод решения можно посмотреть в [5–8].

На Рис. 2 б показана зависимость значения краевого угла между боковой поверхностью цилиндрической капли и твердой подложкой при максимальном отклонении в зависимости от безразмерной эффективной амплитуды $\sqrt{a} \sim V$ для однородного электрического поля, т.е. $f(\alpha) = 1$ в (2). Представленные зависимости качественно совпадают с экспериментальными данными, приведенными на Рис. 2 а. Форма боковой поверхности капли и амплитудно-частотные характеристики приведены в работе [5].

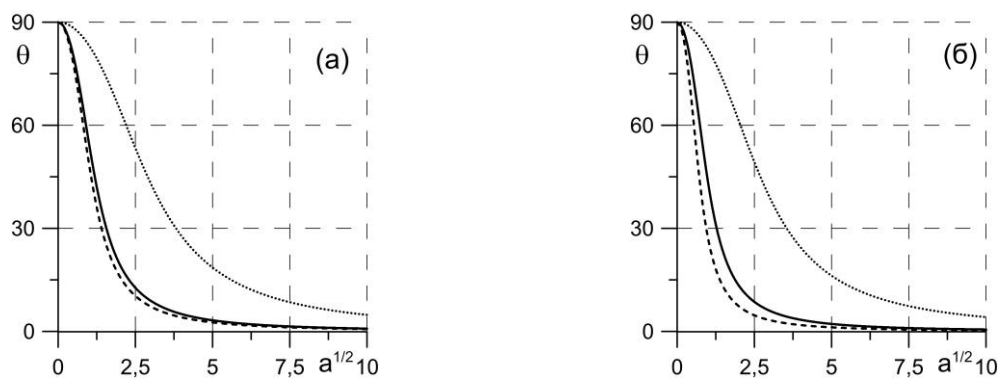


Рис. 4. Зависимость краевого угла от амплитуды ($b = 1$, $\rho_i = 0.7$, $\omega = 10$):

а) $k = 1$; б) $k = 10$; $\lambda = 1$ – сплошная линия, $\lambda = 0.1$ – пунктирная, $\lambda = 10$ – штриховая

На рисунке 4 представлено максимальное отклонение краевого угла в от безразмерной эффективной амплитуды неоднородного поля, для которого $f(\alpha) = \cos(k \sin(\alpha))$. Из представленных графиков видно, что рассматриваемая неоднородность качественно не влияет на поведение краевого угла. Однако, изменение параметра Хокинга позволяет управлять максимальным отклонением, что, возможно, позволит в дальнейшем добиться количественного соответствия с экспериментальными данными. В дальнейшем будет рассмотрен случай произвольного значения равновесного краевого угла, что позволит более точно сравнивать с результатами эксперимента.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 14-21-00090).

Список литературы

1. Mugele F., Baret J.-C. Electrowetting: from basics to applications // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. Vol. 17. P. 705-774.
2. Chen L, Bonaccorso E. Electrowetting – from statics to dynamics // Adv. Colloid Interface Sci. 2014. Vol. 210. P. 2-12.
3. Zhao Y.-P., Wang Y. Fundamentals and Applications of Electrowetting: A Critical Review // Rev. Adhesion Adhesives. 2013. Vol. 1. P. 114-174.
4. Cho S. K., Moon H. J., Kim C. J. Creating, transporting, cutting, and merging liquid droplets by electrowetting – based actuation for digital microfluidic circuits // J. Microelectromech. Syst. 2003. Vol. 12. P. 70-80.

5. Алабужев А. А., Кашина М. А. Колебания цилиндрической капли в переменном электрическом поле // Технические науки – от теории к практике. 2014. № 41. С. 124-128.
6. Кашина М. А., Алабужев А. А. Вынужденные колебания цилиндрической капли в переменном неоднородном электрическом поле // XIX Зимняя школа по механике сплошных сред. Сборник статей / Институт механики сплошных сред Уральского отделения РАН. Пермь, 2015. С. 105-110.
7. Кашина М. А., Алабужев А. А. Колебания и параметрическая неустойчивость цилиндрической капли в переменном неоднородном электрическом поле // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник трудов (Казань, 20-24 августа 2015 г.). Казань: Изд-во Казанского (Приволжского) федерального университета. С. 1751–1753.
8. Alabuzhev A. A., Kashina M. A. The oscillations of cylindrical drop under the influence of a nonuniform alternating electric field // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 681. 012042.
9. Hocking L. M. The damping of capillary-gravity waves at a rigid boundary // J. Fluid Mech. 1987. Vol. 179. P. 253-266.
10. Любимов Д. В., Любимова Т. П., Шкляев С. В. Неосесимметричные колебания полусферической капли // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 6. С. 8-20.
11. Lyubimov D. V., Lyubimova T. P., Shklyayev S. V. Behavior of a drop on an oscillating solid plate // Phys. Fluids. 2006. Vol. 18. 012101.
12. Shklyayev S., Straube A. V. Linear oscillations of a hemispherical bubble on a solid substrate // Phys. Fluids. 2008. Vol. 20. 052102.
13. Алабужев А. А., Любимов Д. В. Влияние динамики контактной линии на собственные колебания цилиндрической капли // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 5. С. 78-86.
14. Алабужев А. А., Любимов Д. В. Влияние динамики контактной линии на колебания сжатой капли // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 1. С. 1-12.
15. Алабужев А. А. Поведение цилиндрического пузырька под действием вибраций // Вычисл. мех. сплош. сред. 2014. Т. 7, № 2. С. 151–161.
16. Алабужев А. А., Кайсина М. И. Трансляционная мода собственных колебаний цилиндрического пузырька // Вестник ПГУ. Физика. 2015. Вып. 1(29). С. 35-41.
17. Алабужев А. А., Кайсина М. И. Влияние движения линии контакта на осесимметричные колебания цилиндрического пузырька // Вестник ПГУ. Физика. 2015. Вып. 2(30). С. 56-68.
18. Алабужев А. А., Кайсина М. И. Собственные азимутальные колебания цилиндрического пузырька в сосуде конечного объема // Вестник ПГУ. Физика. 2015. Вып. 3(31). С. 38-47.
19. Alabuzhev A. A., Kaysina M. I. The translational oscillations of a cylindrical bubble in a bounded volume of a liquid with free deformable interface // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 681. 012043.

УСТОЙЧИВОСТЬ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ НАНОСУСПЕНЗИИ НА ОСНОВЕ БИНАРНОГО РАСТВОРА

А. И. Меньшиков

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

Постановка задачи

Рассмотрим горизонтальный слой наносuspензии толщиной h со сложным по молекулярному составу носителем. Слой ограничен сверху и снизу твердыми границами, которые являются непроницаемыми для вещества и обладают идеальной теплопроводностью. Нижняя граница поддерживается при постоянной температуре T_1 , а верхняя при температуре T_2 ($T_1 > T_2$). Оси системы координат расположены как показано на рисунке 1.

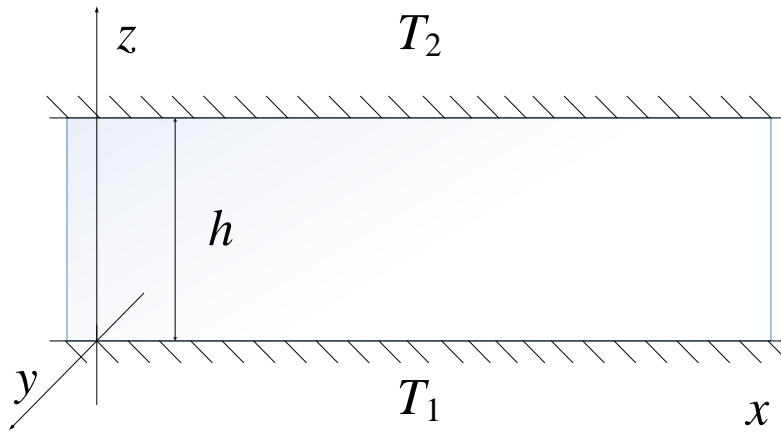


Рис. 1. Геометрия задачи. Горизонтальный слой жидкости

Система уравнений конвекции магнитной наносuspензии

Полная система уравнений, необходимая для решения данной задачи содержит уравнение Навье-Стокса, уравнение переноса тепла, уравнения для концентрации примеси жидкости-носителя и концентрации наночастиц, а также уравнение непрерывности:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} &= -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + Ra \frac{H}{Pr} (T - C - \phi) \mathbf{k}, \quad \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T_0 = \frac{1}{Pr} \Delta T, \\ \frac{\partial C}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) C_0 &= \frac{1}{Sc} (\Delta C + \varepsilon \Delta T), \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \phi_0 = \frac{1}{Sc_\phi} (\Delta \phi + Bl \nabla \phi \cdot \mathbf{k}), \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0.\end{aligned}$$

Здесь используются следующие обозначения: \mathbf{v} , T , p , C – безразмерные поля скорости, температуры, давления и концентрации тяжелого молекулярного компонента несущей жидкости, ϕ – безразмерная локальная концентрация наночастиц. В соответствии с этим T_0 , C_0 , ϕ_0 – поля, описывающие,

состояние механического равновесия. Также в уравнения входят безразмерные параметры:

$$Ra = \frac{g\beta_t A d^4}{\chi\nu}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi}, \quad Bl = \frac{\Delta\rho g V_0 d}{k\langle T \rangle}, \quad \varepsilon = \alpha \frac{\beta_c}{\beta_t}, \quad Sc = \frac{\nu}{D}, \quad Sc_\phi = \frac{\nu}{D_\phi},$$

где Ra , Pr – числа Рэлея и Прандтля. Параметр Bl – число Больцмана, характеризующее интенсивность седиментационных процессов, ε – термодиффузионный параметр, H – безразмерная высота, Sc – число Шмидта для тяжелой молекулярной компоненты жидкости, Sc_ϕ – число Шмидта для наночастиц. Граничными условиями на твердых горизонтальных плоскостях являются условия прилипания для скорости (обращение полной скорости в ноль на твердых границах) и постоянное значение разности температур. Концентрационный поток молекулярного компонента компенсируется термодиффузионным потоком, а для концентрации наночастиц имеем нулевое значение градиента.

Анализ устойчивости

При решении системы уравнений для амплитуд нейтральных возмущений использовалось два метода: Бубнова – Галеркина (с одной базисной функцией) и метод стрельбы. Вычисления проводились для разных значений параметров. Ниже некоторые результаты расчетов будут приведены для $Pr = 5$, $Sc = 29$, $Sc_\phi = 60$, $\varepsilon = 0.01$, $H = 1$.

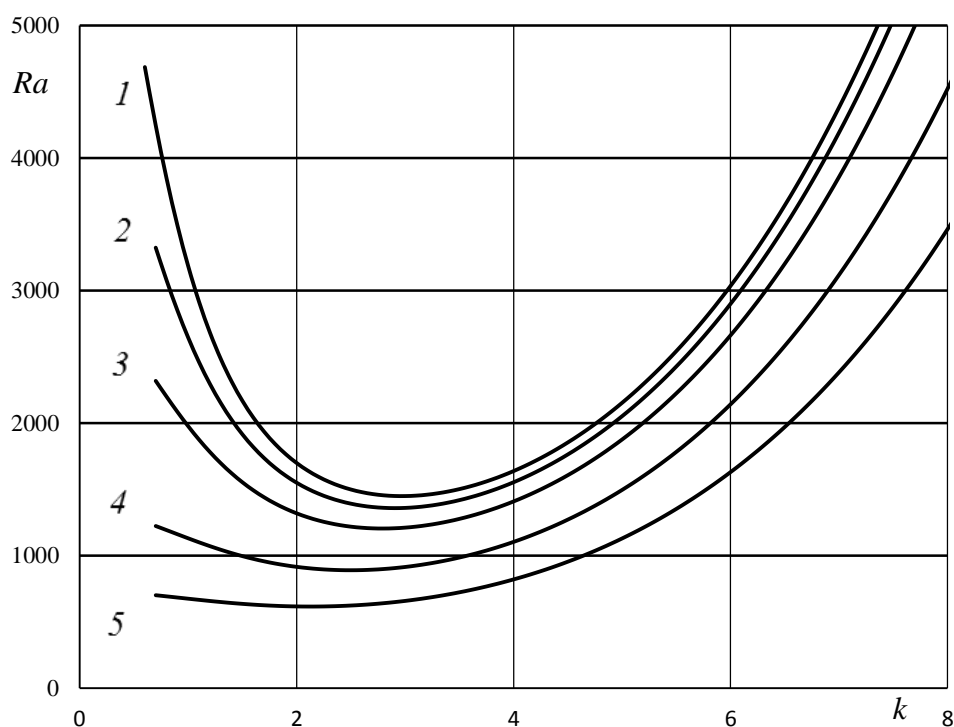


Рис. 2. Нейтральные кривые для разных чисел Больцмана, полученные методом стрельбы. Номера кривых соответствуют следующим параметрам Bl :
1 – 0.05, 2 – 0.1, 3 – 0.2, 4 – 0.5, 5 – 1

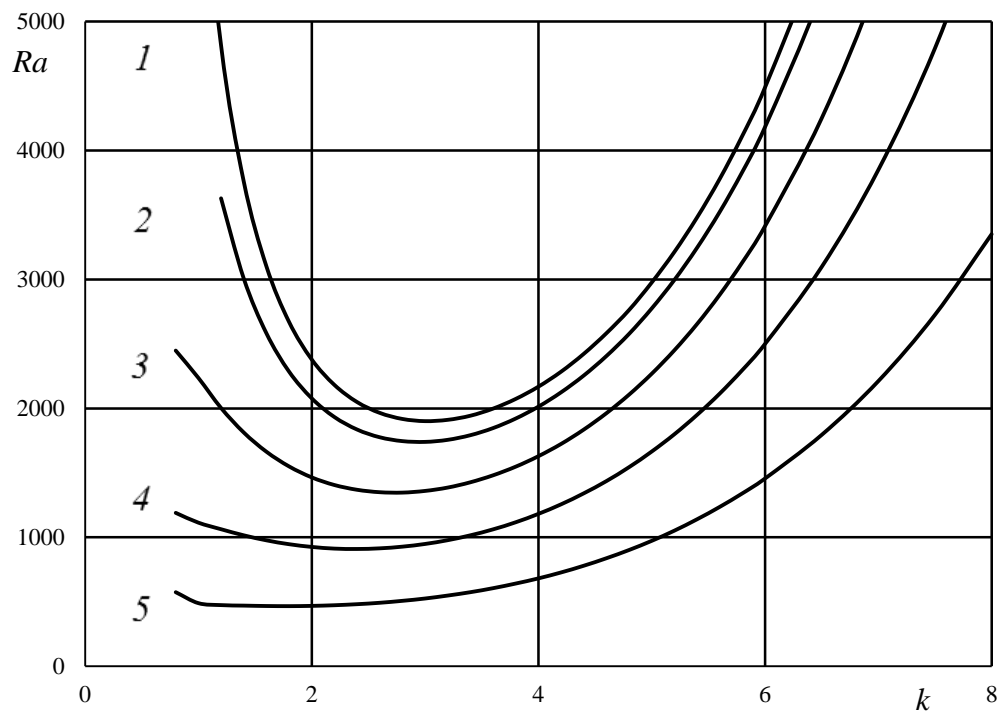


Рис. 3. Семейство нейтральных кривых, полученное методом Галеркина. Номера кривых соответствуют следующим значениям параметра B_l : 1 – 0.05, 2 – 0.1, 3 – 0.2, 4 – 0.5, 5 – 1

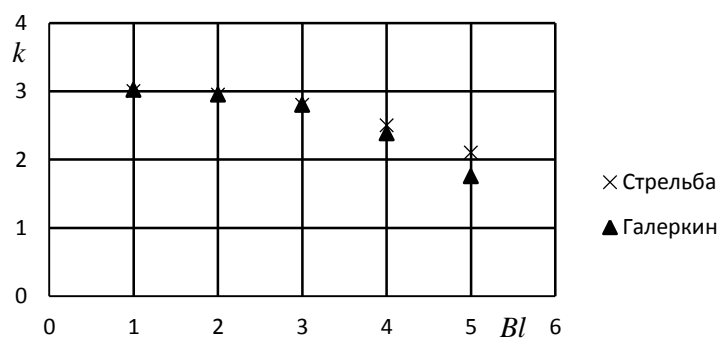


Рис. 4. Зависимость волнового числа от числа Больцмана

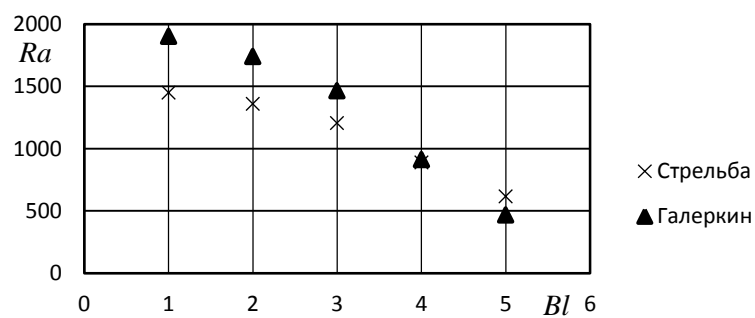


Рис. 5. Зависимость минимального числа Рэлея от числа Больцмана

Численное интегрирование поперек слоя проводилось методом Рунге-Кутты-Фельдберга 4-5 порядка точности с автоматическим выбором шага. Вычислительный модуль был реализован на языке программирования Фортран-90.

Оба метода показывают в целом одинаковое поведение нейтральных кривых при изменении числа Больцмана. Как видно из графиков, представленных на рисунке 2 и 3, наблюдается смещение критического волнового числа в длинноволновую область, а так же уменьшение критического Рэлея. Наибольшая погрешность расчетов для волнового числа (Рис. 4) наблюдается при $Bl = 1$ и составляет 16%, а для числа Рэлея (Рис. 5) – при значении параметра $Bl = 0.05$ и равна 24%. Из рисунка 2 и 3 видно, что нейтральные кривые в области минимума уплощаются с ростом Bl , что должно приводить к большему разнообразию режимов в области малой надкритичности.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 731 с.
2. Shliomis M. I., Smorodin B. L. Onset of convection in colloids stratified by gravity // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. 036312.
3. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
4. Шапошников И. Г. К теории конвективных явлений в бинарной смеси // ПММ. 1953. Т. 17, вып. 5. С. 604-606.
5. Глухов А. Ф., Демин В. А., Попов Е. А. Тепловая конвекция магнитной наносuspензии в узких каналах // Изв. РАН, МЖГ. 2013. № 1. С. 41-51.
6. Черепанов И. Н. Тепловая конвекция коллоидной суспензии // Канд. диссерт., Пермь, 2013. 153 с.
7. Лобов Н. И., Любимов Д. В., Любимова Т. П. Численные методы решения задач теории гидродинамической устойчивости: учеб. пособие / Пермь, 2004. 101 с.

НОВЫЙ ВИБРАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ТРАНСПОРТА ПРИМЕСИ В КОНВЕКТИВНЫХ СИСТЕМАХ

В. А. Демин, Ю. Н. Мухайлова

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

Высокочастотные колебания полости, целиком заполненной жидкостью, при наличии температурной неоднородности могут вызывать регулярные осредненные течения (явление термовибрационной конвекции) [1]. Возникающее при этом конвективное движение состоит из двух компонент – колебаний с частотой вибраций и осредненного течения. Если период колебаний много меньше всех гидродинамических времен, а амплитуда смещения в некотором смысле мала, то может быть применен метод осреднения, который позволяет получить замкнутую систему дифференциальных уравнений для осредненных полей скорости, температуры и давления. В теории тепловой конвекции этот метод был впервые развит в работе [2] для изучения влияния высокочастотных вибраций на конвективную устойчивость равновесия горизонтального слоя жидкости, подогреваемого снизу. Экспериментально термовибрационная конвекция горизонтального слоя жидкости с твердыми границами при воздействии высокочастотных вибраций, наклоненных под произвольным углом к слою, была изучена в [3]. Эксперименты подтвердили справедливость теоретического подхода к описанию вибрационно-конвективных течений, в основу которого был положен метод осреднения. В дальнейшем, в рамках теории термовибрационной конвекции были рассмотрены и другие геометрии [4]. В случае бесконвективного приближения метод осреднения на геологических масштабах времени с учетом годовых колебаний температуры был реализован в [5] применительно к описанию медленного проникновения газовой фазы в грунт. В основу реализованной процедуры осреднения была заложена зависимость коэффициента диффузии от концентрации.

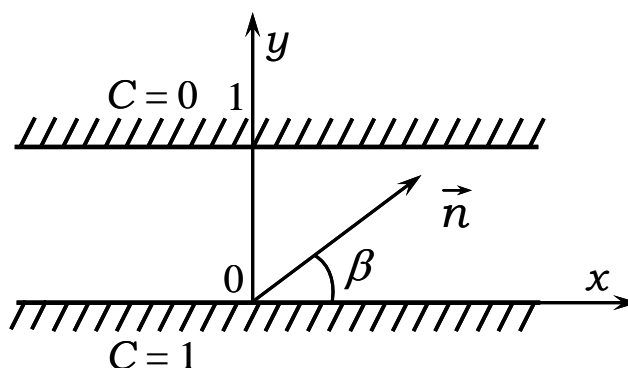


Рис. 1. Плоский слой жидкости с источником примеси на нижней границе

Для концентрационных задач при наличии конвективного переноса и высокочастотных вибраций также может быть применен метод осреднения. Эта процедура, реализованная в отношении классических уравнений концентрационной конвекции в форме, аналогичной приближению Буссинеска, приводит к следующей системе

$$\partial \mathbf{v} / \partial t + Sc^{-1}(\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + Ra_v(\boldsymbol{\omega} \nabla)(C \mathbf{n} - \boldsymbol{\omega}), \quad \text{div} \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$Sc \cdot \partial C / \partial t + (\mathbf{v} \nabla) C = \Delta C + \varepsilon \Delta C^2 + De \Delta(\boldsymbol{\omega} \nabla C)^2, \quad (2)$$

$$\text{rot} \boldsymbol{\omega} = \nabla C \times \mathbf{n}, \quad \text{div} \boldsymbol{\omega} = 0. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{v} , C , p – осредненные безразмерные поля скорости, концентрации тяжелой примеси и давления, медленно меняющиеся со временем; $\boldsymbol{\omega}$ – дополнительная "медленная" переменная, пропорциональная амплитуде пульсационной компоненты скорости; \mathbf{n} – единичный вектор, направленный вдоль оси вибраций. В уравнения (1) – (3) входят безразмерные параметры: вибрационный аналог числа Рэлея Ra_v , определяющий интенсивность осредненного вибрационного воздействия, число Шмидта Sc , параметр ε , описывающий зависимость коэффициента диффузии от концентрации и новый параметр De , отвечающий за дополнительный вибрационный транспорт в уравнении для концентрации. В уравнениях (1) – (3) предполагается, что коэффициент диффузии зависит от концентрации по простейшему закону $D = D_0(1 + \alpha C)$. Критерии подобия в задаче имеют вид

$$Sc = \frac{\nu}{D_0}, \quad Ra_v = \frac{(b \Omega \beta_c \Sigma h)^2}{2 \nu D_0}, \quad De = \frac{\alpha \Sigma^3}{4 h^2} (b \beta_c)^2, \quad \varepsilon = \frac{\alpha \Sigma}{2},$$

где Σ – характерная разность концентраций.

Далее рассмотрим процесс осредненного вымывания примеси с одной из стенок плоского слоя жидкости, заполненного жидкостью-носителем (Рис. 1) за счет высокочастотного вибрационного воздействия на конвективную систему. Таким образом, дополнительным параметром в задаче является угол наклона оси вибраций β .

Изучим в чистом виде вибрационно-концентрационное конвективное воздействие на систему. Пусть для простоты слой находится в условиях невесомости. В этом случае единственным механизмом перераспределения примеси в жидкости в отсутствие вибраций является диффузия. При наличии высокочастотных вибраций появляется дополнительный градиентно-концентрационный механизм переноса, интенсивность которого, как оказывается, в первую очередь зависит от направления оси вибраций. Численные расчеты показывают, что наиболее ярко воздействие вибраций проявляется при касательных вибрациях.

Решение уравнений осуществлялось методом конечных разностей (использовалась двухполевая методика в сочетании с явной схемой). Вычислительный код был реализован на языке программирования FORTRAN-90. Производные по координате вычислялись с помощью

центральных разностей; для аппроксимации производных по времени использовались односторонние разности. Значения вихря на границах полости находились по формулам Тома. На торцах слоя ставилось условие периодичности решений. Рабочая сетка составляла $31 \div 15$ узлов. Конвективные режимы вычислялись методом установления.

На твердых границах полости выполнялись следующие условия

$$\mathbf{v}|_{\Gamma} = 0, \quad \omega_n|_{\Gamma} = 0, \quad C(0) = 1, \quad \partial C / \partial \mathbf{n}|_{\Gamma} = 0.$$

На рисунке 2 представлено поле концентрации примеси в момент времени, соответствующий развитому осредненному течению. Численное моделирование отвечает периодическому решению с длиной волны $\lambda = 4.2$ (в единицах толщины слоя). Изолинии концентрации демонстрируют эффект интенсивного вымывания примеси валиковым течением.

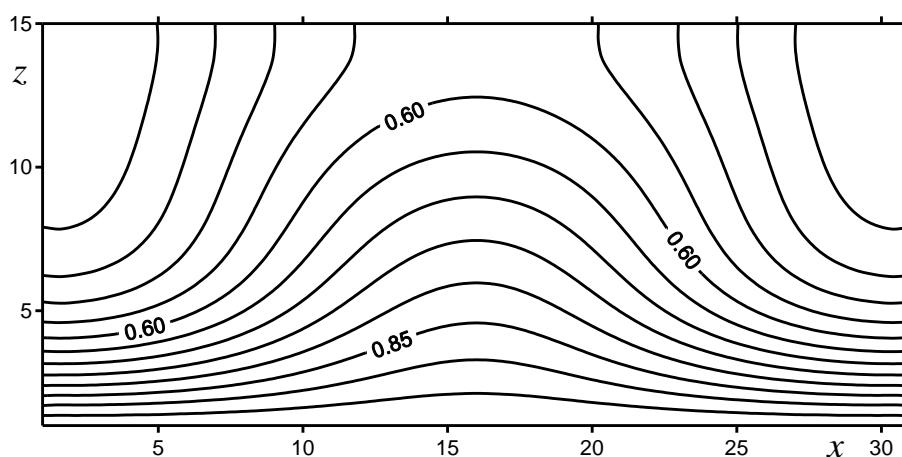


Рис. 2. Распределение примеси в слое в момент времени $t = 10^3$ при $Ra_v = 1500$, $\beta = 0^\circ$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$. Расчет выполнен для волнового числа $k = 1.5$

Расчеты были проведены в широком диапазоне управляющих параметров. Оказалось, что наиболее эффективным способом для интенсификации или наоборот подавления процесса вымывания примеси является изменение угла наклона оси вибраций по отношению к слою.

На рисунке 3 представлены зависимости максимума функции тока от времени для двух направлений оси вибраций: продольного и поперечного слою. Видно, что продольные вибрации инициируют в жидкости интенсивное осредненное течение, ускоряющее процесс вымывания примеси с нижней границы в объем жидкости. В то время как при поперечных вибрациях имеет место преимущественно только диффузионный перенос примеси к противоположной границе слоя.

Таким образом, при определенных параметрах жидких смесей высокочастотные вибрации могут оказывать существенное осредненное влияние на распределение компонентов даже в отсутствие нагрева полости и силы тяжести.

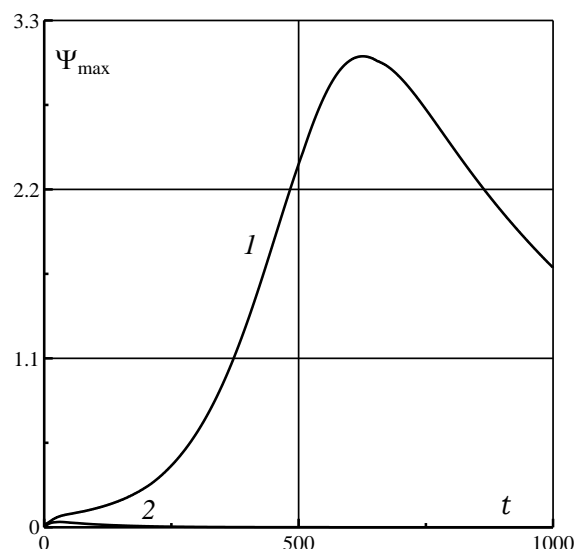


Рис. 3. Зависимость максимума функции тока от времени при $Ra_v = 1500$, $\varepsilon = 0.2$, $Sc = 1000$, $De = 10$, $k = 1.5$, номера кривых отвечают 1 – $\beta = 0^\circ$, 2 – $\beta = 90^\circ$

Обозначения

D_0 – коэффициент диффузии при малых значениях концентрации примеси, $\text{м}^2/\text{с}$; α – размерный параметр зависимости коэффициента диффузии от концентрации; b – амплитуда колебаний, м; Ω – частота колебаний, $1/\text{с}$; β_c – коэффициент зависимости плотности жидкости от концентрации; h – размерная толщина слоя, м; ν – коэффициент кинематической вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$.

Список литературы

1. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. Thermal vibrational convection. Wiley&Sons, 1998. 358 p.
2. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР, МЖГ. 1966. № 5. С. 51-55.
3. Заварыкин М. П., Зорин С. В., Путин Г. Ф. Экспериментальное исследование вибрационной конвекции // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 4. С. 815-816.
4. Бабушкин И. А., Демин В. А. Вибрационная конвекция в ячейке Хелл-Шоу. Теория и эксперимент // ПМТФ. 2006. № 2. С. 40-48.
5. Goldobin D. S., Krausin P. V. Effect of temperature wave on diffusive transport of weakly soluble substances in liquid-saturated porous media // Eur. Phys. J. Plus. 2014. Vol. 129. 221.

О ВЛИЯНИИ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КОНВЕКТИВНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ЯЧЕЙКЕ ХЕЛЕ - ШОУ

К. А. Гаврилов, В. А. Демин, М. И. Петухов

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

В ходе теоретического описания конвективных движений или объяснения экспериментов часто вполне оправданным является упрощение задачи путем пренебрежения различными осложняющими факторами, в роли которых могут выступать неоднородность вязкости или температуропроводности, кривизна поверхности, неидеальность тепловых условий на границах и т.д. Однако далеко не всегда подобные упрощения позволяют адекватно описать протекаемые в экспериментах процессы. Бывают ситуации, когда упрощение физической модели приводит к увеличению числа возможных состояний, многие из которых потом не наблюдаются в эксперименте, а учет осложняющих факторов, наоборот, снимает отмеченное вырождение и позволяет отсеять нереализуемые в опыте решения. В конечном счете сравнение с экспериментом представляется наиважнейшим элементом исследования, т.к. позволяет объяснить, какие именно физические процессы определяющим образом влияют на поведение системы в конкретных условиях.

В данной работе проведено теоретическое исследование влияния неоднородности вязкости и тепловых граничных условий на стационарные конвективные движения в вертикально ориентированной ячейке Хеле – Шоу при равномерном подогреве снизу. Широкие вертикальные грани имели конечную теплопроводность. Значение коэффициента теплоотдачи на широких гранях было выбрано максимально приближенным к эксперименту.

В рассматриваемых условиях при небольших перепадах температуры в жидкости имеет место механическое равновесие, либо в надкритической области возникают стационарные одно- или двухвихревое конвективные движения жидкости, область существования которых и форма исследовались в данной работе.

Полученные результаты сравнивались с работой [1], в которой проводилось экспериментальное исследование вышеупомянутых режимов. Стоит отметить, что в опыте стационарный двухвихревой режим всегда характеризуется подъемом жидкости вдоль узких вертикальных граней и опускным течением в середине полости, но не наоборот. Внешне, подобная детерминированность является следствием определенной неустойчивости одновихревого течения. В эксперименте всегда наблюдается необратимый рост нижнего углового вихря с закруткой, соответствующей подъему вдоль вертикальной боковой границы, в то время как в ранее принятой теоретической модели [2] при исследовании данного режима было возможно развитие как нижнего, так и верхнего угловых вихрей с любой закруткой. Таким образом, теоретически абсолютно на тех же правах в соответствии с начальными

условиями в расчетах может рождаться двухвихревое течение с подъемным течением в центре полости. Однако, в эксперименте подобный режим никогда не фиксировался.

Объяснение подобного поведения оказалось возможным при учете в модели влияния температурной неоднородности вязкости при формировании экспериментально наблюдаемого двухвихревого течения с однозначно определенной закруткой вихрей.

Ячейка Хеле – Шоу представляет собой полость в форме прямоугольного параллелепипеда, одна из сторон которого много меньше двух других. Будем рассматривать ячейку с соотношением сторон $2d:L:H = 2:20:40$. Для такой полости изучим поведение рабочей жидкости, находящейся в условиях при равномерном подогреве снизу и наличии поля тяжести. При этом предполагалось, что вязкость уменьшается с ростом температуры [3] по линейному закону $\nu = \nu_0(1 - \varepsilon T)$, где ε – коэффициент зависимости вязкости от температуры.

В качестве граничных условий были рассмотрены два случая: 1) теплоизолированных и 2) идеально теплопроводных узких вертикальных граней. При этом широкие грани обладали конечной теплопроводностью, так чтобы имелось максимальное соответствие эксперименту, в котором полость была ограничена плексигласовым пластинам толщиной $2 \div 3$ см. На идеально теплопроводных горизонтальных гранях поддерживалась определенная разность температур.

Для численного моделирования конвективных течений использовалась система безразмерных уравнений тепловой конвекции в приближении Буссинеска при наличии неоднородности вязкости [3]:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}}(\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + (1 - kT)\Delta \mathbf{v} - 2k(\nabla T \nabla)\mathbf{v} - k\nabla T \times \text{rot} \mathbf{v} + \text{Ra}T\gamma, \quad (1)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)T = \Delta T, \quad \text{div} \mathbf{v} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{v} , p , T – безразмерные поля скорости, давления и температуры, γ – единичный вектор, направленный вертикально вверх. Система уравнений (1) – (2) содержит безразмерные управляющие параметры: числа Рэлея и Прандтля, а также параметр, характеризующий зависимость вязкости от температуры:

$$\text{Ra} = \frac{g\beta\Theta d^3}{\nu_0\chi}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu_0}{\chi}, \quad k = \varepsilon\Theta, \quad (3)$$

где ν_0 – коэффициент кинематической вязкости воды при температуре 20°C ; χ , β – коэффициенты температуропроводности и теплового расширения, Θ – характерная разность температур на расстоянии, равном полутолщине слоя d , g – величина ускорения свободного падения. Число Прандтля в

расчетах для простоты принималось равным $Pr = 6$, что приблизительно соответствует воде.

Поставленная задача предполагает использование приближения плоских траекторий, следовательно, можно ввести функцию тока:

$$v_x = \partial \Psi / \partial y, \quad v_y = -\partial \Psi / \partial x.$$

После исключения давления и получения уравнений в терминах «вихрь – функция тока» решение системы будем искать в виде:

$$\Psi = \psi(x, y, t) \cos\left(\frac{\pi z}{2}\right), \quad T = -y + \theta(x, y, t) \left(1 + \frac{2a}{\pi} \cos\left(\frac{\pi z}{2}\right)\right),$$

где ψ и θ – подлежащие определению поля амплитуды функции тока и отклонения температуры от линейного профиля, соответственно. В дополнение сюда входит параметр a – коэффициент теплоотдачи, который во всех расчетах принимался равным $a = 0,2$.

Для классификации реализованных течений использовалось производство энтропии, выражение для которого получено из общих соображений в [4]. В безразмерной форме оно будет иметь вид

$$\dot{S} = \frac{1}{EcPr} \left(\int_V \left(\frac{\nabla T}{T} \right)^2 dV + \oint_{\Omega} \frac{\nabla T}{T} d\mathbf{F} \right),$$

где \mathbf{F} – вектор внешней нормали, Ec – это число Эккерта, которое в принятых единицах измерения равно

$$Ec = \chi^2 / c_p d^2 \Theta.$$

По результатам аналитических расчетов и анализа данных численного моделирования было определено, что включение в математическую модель конечной теплопроводности широких вертикальных граней и неоднородности вязкости является обязательным, если ставится задача получения сценария усложнения течения, наблюдавшегося ранее в эксперименте [1].

Установлено, что варьирование теплопроводности узких вертикальных граней обеспечивает стабилизацию определенных режимов, в результате чего в модельных расчетах становится возможным как прямой, так и обратный переход «одновихревой режим – двухвихревой режим». При этом на карте течений будет существовать гистерезисная область, в которой из навязанных начальных условий будет определяться не только количество вихрей в течении, но и конечная их закрутка (Рис. 1).

Также, из сравнения критических чисел Рэлея с экспериментом было выявлено, что их значения, отвечающие смене одно- и двухвихревого режимов неплохо согласуются с результатами расчетов для теплоизолированных узких вертикальных граней ($Ra = 1,6$).

По результатам моделирования, также установлена роль неоднородности вязкости. В случае $\varepsilon = 0$ конечное направление вращения вихрей определялась исключительно начальными условиями или особенностями вносимых возмущений для перестройки одновихревого течения в двухвихревое. В то время как уже при $\varepsilon \approx 0,02$ 1/К для воды даже при наличии угловых вихрей в одновихревом течении после его перестройки окончательное двухвихревое течение обязательно будет иметь экспериментальное направление закрутки. Другими словами, неоднородность вязкости приводит к тому, что при таком переходе вытеснять основное течение будет именно нижний угловой вихрь, рост которого приводит к подъемному движению вдоль боковых граней, что согласуется с опытом.

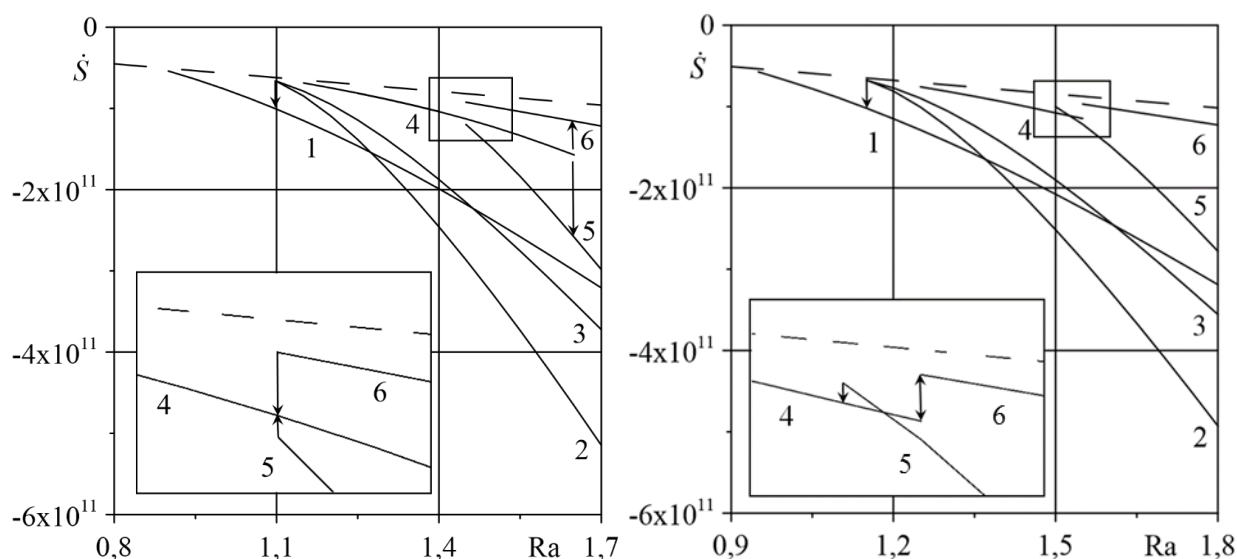


Рис. 1. Зависимость производства энтропии системы от надкритичности для случая однородной (левый) и неоднородной (правый) вязкости. Теплоизолированные узкие вертикальные грани: 1 – одновихревой, 2 – двухвихревой режим с не экспериментальной закруткой, 3 – двухвихревой режим с экспериментальной закруткой. Идеально теплопроводные узкие вертикальные грани: 4 – одновихревой, 5 – двухвихревой режим с экспериментальной закруткой, 6 – двухвихревой режим с не экспериментальной закруткой. Штриховая линия – механическое равновесие.

Список литературы

1. Babushkin I. A., Demin V. A., Anferov D. V. Experimental and theoretical investigation of transitional convective flows in Hele – Shaw cell // Proc. of Int. Conf. «Advanced Problems in Thermal Convection». Perm, Russia, 2004. P. 173-178.
2. Бабушкин И. А., Демин В. А. Экспериментальное и теоретическое исследование переходных конвективных режимов в ячейке Хеле – Шоу // Изв. РАН, МЖГ. 2006. № 3. С. 3-9.
3. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2006. 732 с.

НАДКРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ КОНВЕКЦИИ ПЛОСКОГО ГОРИЗОНТАЛЬНОГО СЛОЯ ПРИ ПОДОГРЕВЕ СНИЗУ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛ ТЯЖЕСТИ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВИБРАЦИЙ

С. А. Прокопьев^а, Т. П. Любимова^{а,б}

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

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

Работа посвящена изучению надкритических нелинейных режимов конвекции плоского слоя бинарной смеси при подогреве снизу под действием сил тяжести и высокочастотных вибраций. Рассматриваются твердые идеально теплопроводные границы при заданных градиентах концентрации и температуры. Задача исследуется в рамках приближения Буссинеска [1]. Эффекты термодиффузии и диффузионной теплопроводности в бинарной смеси не учитываются. Целью работы является численное исследование нелинейных надкритических режимов конвекции бинарной смеси в горизонтальном слое при различных направлениях оси вибраций.

Уравнения вибрационной конвекции бинарной смеси в безразмерной форме имеют вид [2]:

$$\frac{1}{Pr} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} - Ra_v (\mathbf{Vn}) \nabla (T + KC) + Ra(T + KC) \frac{\mathbf{g}}{|\mathbf{g}|}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \Delta T, \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla C = \frac{1}{Le} \Delta C, \quad (3)$$

$$\text{rot} \mathbf{V} = \nabla (T + KC) \times \mathbf{n}, \quad (4)$$

где \mathbf{v}, T, C – средние значения скорости, температуры и концентрации легкой компоненты, \mathbf{V} – безразмерная амплитуда скорости пульсационного течения в единицах $a\omega$, ν – кинематическая вязкость, a и ω – амплитуда и частота вибраций, χ – коэффициент температуропроводности смеси, D – коэффициент диффузии. Выбраны следующие единицы измерения: для длины – толщина слоя h , времени – h^2 / χ , средней скорости – χ / h , температуры – Ah , концентрации – Bh , градиента плотности – $\rho \beta Ah$, пульсационной скорости – βAh . Введены следующие безразмерные параметры: $Ra = g \beta Ah^4 / (\nu \chi)$ – число Релея; $Ra_v = a^2 \omega^2 \beta^2 A^2 h^4 / (2 \nu \chi)$ – вибрационное число Релея; $K = \beta_c B / (\beta_t A)$ – отношение сил плавучести,

вызванных градиентом концентрации, к силам плавучести, вызванным градиентом температуры. Расчет проводился методом конечных разностей в переменных «функция тока–завихренность». Расчеты проводились при фиксированных значениях чисел Льюиса и Прандтля, соответствующих жидкой смеси: $Le = 130$, $Pr = 7$. При расчетах рассматривалась ячейка слоя длиной $L = 2\pi/k$, где волновое число k бралось исходя из наиболее опасного волнового числа, полученного из результатов линейной теории. Расчет проводился численно методом сеток по явной схеме, результаты также проверялись на схеме с донорными ячейками[3].

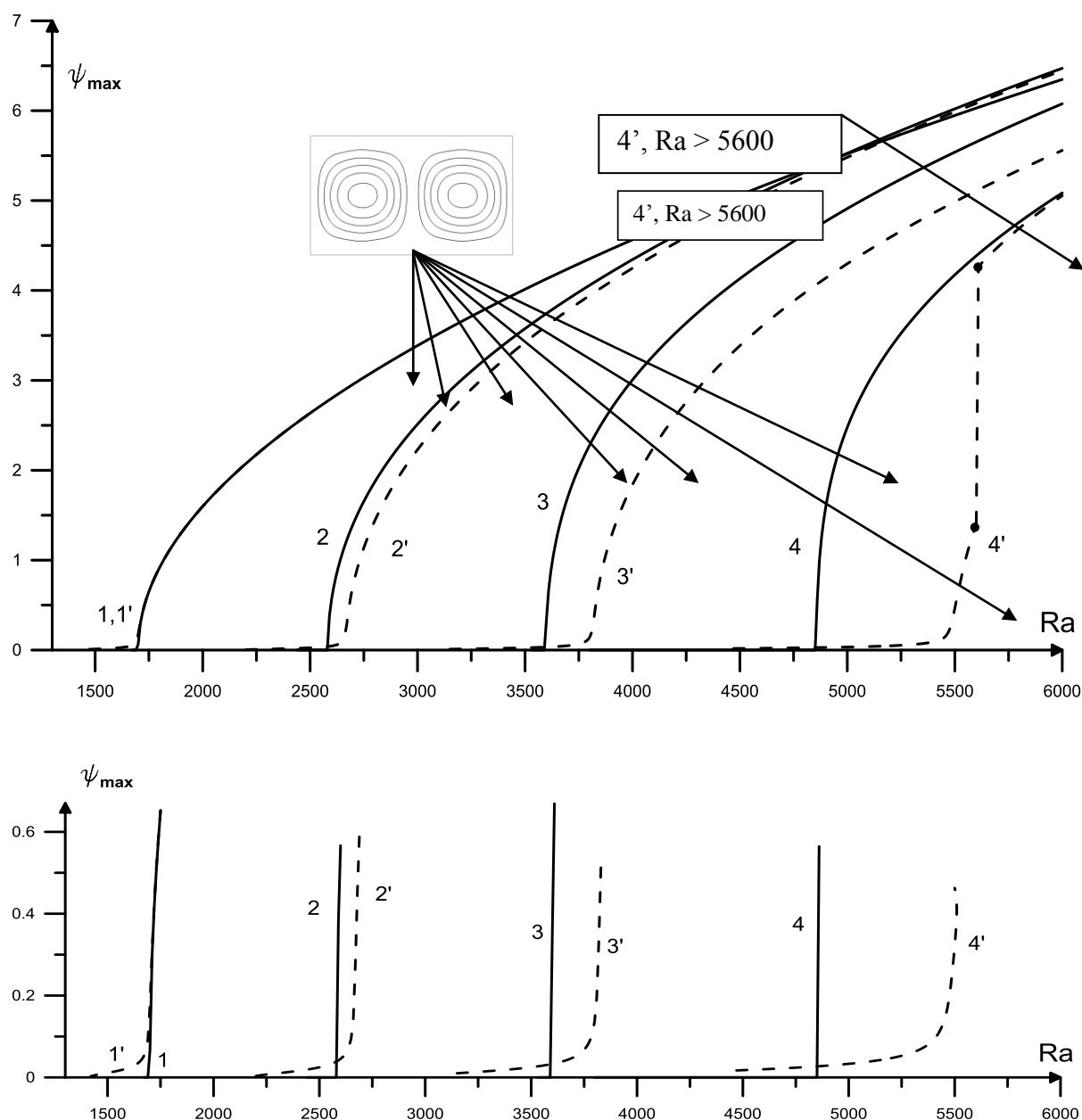


Рис. 1. Зависимость максимального значения функции тока от числа Рэлея (вверху), увеличенная область малой интенсивности течения (внизу). Сплошная линия – $K=0$, штриховая – $K=0.001$. $Ra_V = 0$: 1 ($k = \pi$), 1' ($k = \pi$); $Ra_V = 2000$: 2 ($k = 2.5$), 2' ($k = 2.1$); $Ra_V = 5000$: 3 ($k = 2$), 3' ($k = 1.6$); $Ra_V = 10000$: 4 ($k = 1.7$), 4' ($k = 1.2$)

На рисунке 1 представлен случай горизонтального слоя и перпендикулярных слою вибраций ($\beta = 90^\circ$). Показана зависимость максимального значения (по модулю) функции тока от числа Релея. Видно, что при увеличении вибрационного числа Релея порог устойчивости заметно повышается. Наличие концентрации также заметно понижает порог устойчивости. Наблюдается мягкое возбуждение конвекции.

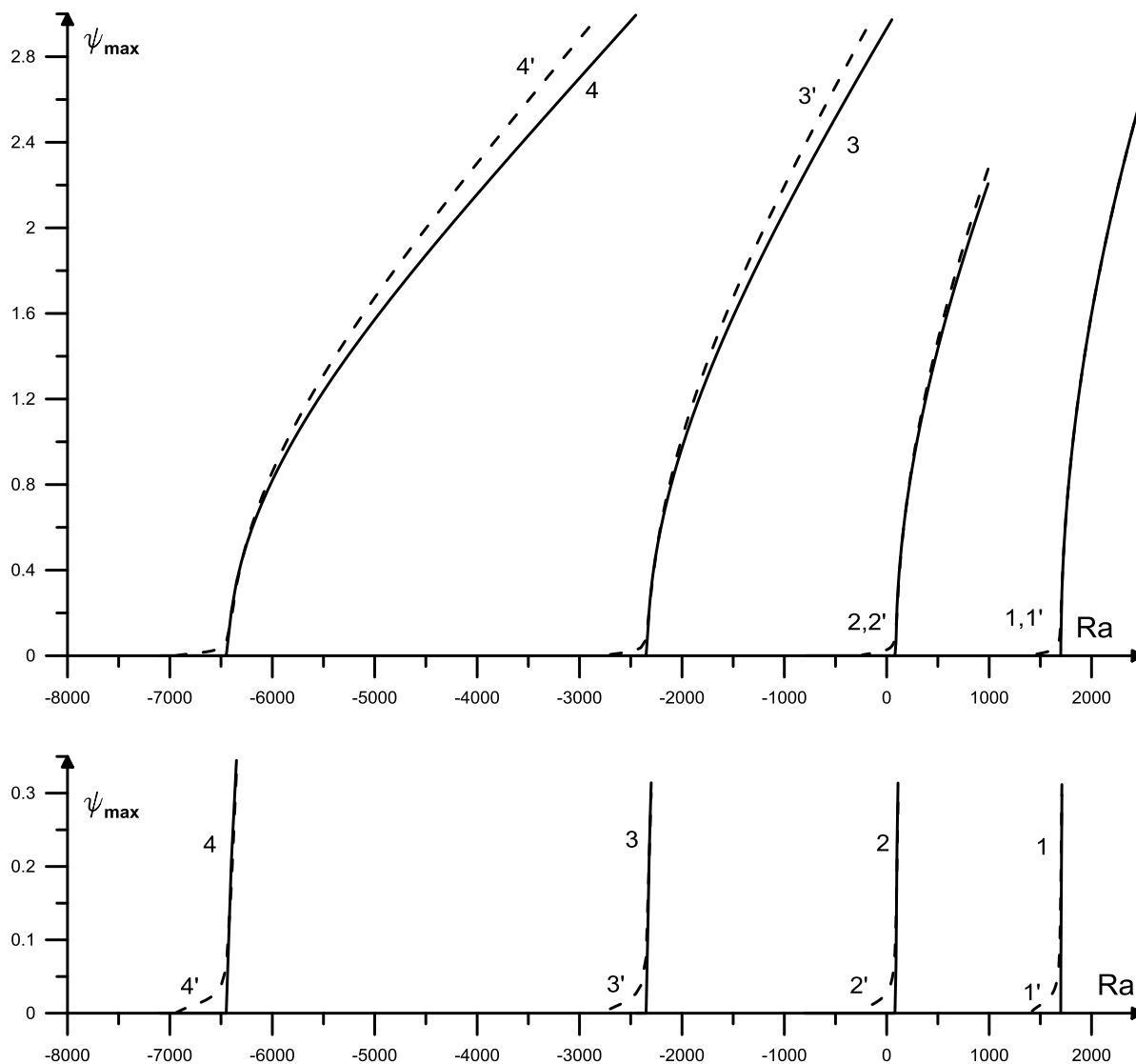


Рис. 2. Зависимость максимального значения функции тока от числа Рэлея (вверху), увеличенная область малой интенсивности течения (внизу). Сплошная линия – $K=0$, штриховая – $K=0.001$. $Ra_v = 0$: 1 ($k = \pi$), 1' ($k = \pi$); $Ra_v = 2000$: 2 ($k = 3.2$), 2' ($k = 3.0$); $Ra_v = 5000$: 3 ($k = 3.4$), 3' ($k = 3.1$); $Ra_v = 10000$: 4 ($k = 3.7$), 4' ($k = 3.3$)

На рисунке 2 представлен случай горизонтального слоя и продольных слою вибраций ($\beta = 0^\circ$). Показана зависимость максимального значения (по модулю) функции тока от числа Релея. Видно, что при увеличении вибрационного числа Релея порог устойчивости заметно понижается. Наличие концентрации также заметно понижает порог устойчивости.

Также проводился расчет для случаев $\beta = 40^\circ$ и $\beta = 60^\circ$. Результаты для данных случаев и для углов наклона, представленных на рисунках 1 и 2, хорошо согласуются с результатами линейной теории. Пороги устойчивости во всех случаях различаются не более чем на $30 \div 40$ единиц чисел Релея. Однако было обнаружено, что при промежуточных углах наклона оси вибраций ($\beta = 40^\circ$ и $\beta = 60^\circ$) для случая однородной жидкости возможно жесткое возбуждение конвекции (приблизительно при $Ra_v \geq 5 \cdot 10^3$).

Список литературы

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
2. Gershuni G. Z., Lyubimov D. V. Thermal Vibration Convection. New York: Wiley, 1998. 358 p.
3. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 618 с.

КОНВЕКТИВНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ГРАНИЦЕ ЖИДКОСТИ И ПОРИСТОЙ СРЕДЫ

И. В. Тюлькина, К. Б. Циберкин

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

Существенные результаты в описании взаимодействия смежных потоков жидкостей были получены в рамках приближения пограничного слоя на границе раздела [1–3]. В настоящей работе исследуется структура поля скорости в конвективном пограничном слое на границе пористой среды Бринкмана и однородной жидкости, при постоянной температуре границы.

Рассматривается двумерное течение жидкости, смежной с пористой средой, насыщенной той же жидкостью, в отсутствие внешних сил (Рис. 1).

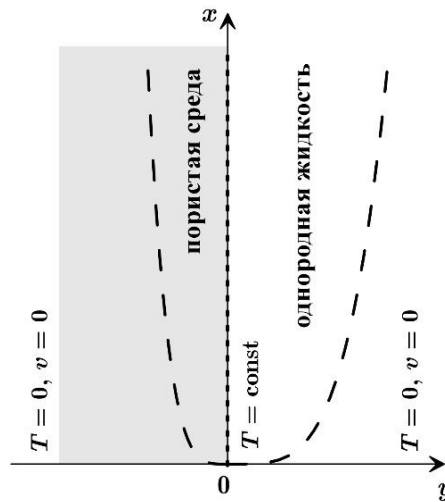


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой системы

Полная система уравнений гидродинамики описываемой задачи включает уравнения Навье–Стокса для внешнего течения и уравнения Бринкмана для пористой среды [4], а также уравнение теплопроводности для обеих сред:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \Delta \mathbf{v} + g\beta_0 T \boldsymbol{\gamma}, \\ \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, \quad \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T = \chi \Delta T, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_p}{\partial t} + (\mathbf{v}_p \cdot \nabla) \mathbf{v}_p &= -\frac{1}{\rho} \nabla P_p + \nu_{\text{eff}} \Delta (\varphi \mathbf{v}_p) + g\beta_0 T_p \boldsymbol{\gamma} - \frac{\nu}{K} \varphi \mathbf{v}_p, \\ \operatorname{div} \mathbf{v}_p &= 0, \quad \frac{\partial T_p}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla T_p = \chi \Delta T_p. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{v} = \{u, v\}$ – скорость течения жидкости, P – давление, K – проницаемость, φ – пористость, ρ, ν, χ – плотность, кинематическая

вязкость и температуропроводность жидкости, соответственно. Индекс p обозначает величины, относящиеся к пористой среде. Уравнение Бринкмана отличается от уравнения Навье–Стокса наличием слагаемого, описывающего вязкую силу сопротивления пористого скелета, которая определяется законом Дарси. При этом вводится величина ν_{eff} – эффективная кинематическая вязкость в пористой среде, которая описывает диффузию импульса с учётом микроскопической структуры среды. Для неё в соответствии с работами [5, 6] принято значение $\nu_{\text{eff}} = \nu/\phi$.

Система (1) дополняется условиями на границе раздела $y = 0$ [5, 6]:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \phi \mathbf{v}_p, & P - 2\rho \nu v_y &= P_p - 2\rho \nu_{\text{eff}} \phi v_{p,y}, \\ u_y - \frac{\nu_{\text{eff}}}{\nu} \phi u_{p,y} &= -\frac{\beta}{K^{\frac{1}{2}}} \phi u_p, & T &= T_p = \Theta, \end{aligned} \quad (2)$$

где β – эмпирический параметр, определяемый свойствами пористой матрицы и геометрией пор на микроуровне, а Θ – температура, поддерживаемая на границе раздела сред. Здесь и далее в тексте частные производные по координатам обозначены индексами x и y , соответственно.

Система уравнений замыкается условиями вдали от границы:

$$y \rightarrow +\infty: \mathbf{v} \rightarrow 0, \quad T \rightarrow 0; \quad y \rightarrow -\infty: \mathbf{v}_p \rightarrow 0, \quad T_p \rightarrow 0.$$

Уравнение Бринкмана и граничные условия (2) могут быть получены осреднением уравнений Навье–Стокса на масштабе пор [5, 6], что обуславливает их физическую достоверность по сравнению с известными эмпирическими условиями для модели Дарси [7, 8].

Предположение, что основное изменение скорости происходит в пределах тонкой переходной области с характерной шириной δ вблизи границы раздела, позволяет применить к модели (1) – (3) теорию Прандтля [9]. С учётом стационарности рассматриваемого течения уравнения в приближении пограничного слоя принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} uu_x + vu_y - \nu u_{yy} &= g\beta_0 T, & u_x + v_y &= 0, \\ uT_x + vT_y &= \chi T_{yy}, \\ u_p u_{p,x} + v_p u_{p,y} - \nu u_{p,yy} &= g\beta_0 T_p - \frac{\nu}{K} \phi u_p, & u_{p,x} + v_{p,y} &= 0, \\ u_p T_{p,x} + v_p T_{p,y} &= \chi T_{p,yy}. \end{aligned}$$

Граничные условия (2) в приближении пограничного слоя, с учётом, что продольный градиент давления отсутствует, поскольку течение возникает только благодаря конвекции, и вдали от границы скорость жидкости равна нулю в обеих средах, принимают вид

$$\mathbf{v} = \phi \mathbf{v}_p, \quad v_y = v_{p,y}, \quad u_y - u_{p,y} = -\frac{\beta}{K^{1/2}} \phi u_p, \quad T = T_p = \Theta.$$

Дальнейшее исследование и поиск автомодельного решения удобно проводить в терминах функции тока, определяемой стандартным образом:

$$u = -\psi_y, \quad v = \psi_x.$$

Уравнения в терминах функции тока допускают автомодельное преобразование

$$\xi = cx^\alpha y, \quad \psi = Ax^\beta f(\xi), \quad T = \Theta g(\xi),$$

где f и g – новые неизвестные функции. Поскольку функции тока и температура связаны линейными граничными условиями, это преобразование совпадает для обеих сред. Однако запись уравнения Навье – Стокса для пористой среды в автомодельной форме возможна только в предположении, что проницаемость зависит от x по закону $K = K_0 x^{1/2}$.

Применение указанных преобразований к задаче (1) – (3) однозначно определяет показатели степени и константы:

$$\alpha = -\frac{1}{4}, \quad \beta = \frac{3}{4}, \quad A = -\frac{4\chi c}{3}, \quad c = \left(\frac{9g\beta_0\Theta}{4\chi^2}\right)^{\frac{1}{4}}, \quad B = \Theta.$$

При этом уравнения (1) упрощаются:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Pr}}(2f'^2 - 3f''f) &= f''' + g, & g'' + fg' &= 0, \\ \frac{1}{\text{Pr}}(2f_p'^2 - 3f_p''f_p) &= f_p''' + g_p - \frac{8\varphi \text{Pr}^{\frac{1}{2}}}{\text{Da}_0 \text{Ra}^{\frac{1}{2}}} f_p', & g_p'' + fg_p' &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

здесь введены параметры: $\text{Pr} = \nu/\chi$ – число Прандтля, $\text{Ra} = (9g\beta_0\Theta\delta^3/\nu\chi)$ – число Рэлея, $\text{Da}_0 = K_0/\delta^{3/2}$ – аналог числа Дарси. Условия (2) на границе раздела $\xi = 0$ принимают вид

$$\begin{aligned} f &= \varphi f_p, & f' &= \varphi f_p', & f'' - f_p'' &= \frac{\sqrt{2}\beta\varphi}{\sqrt{3}\text{Pr}^{\frac{1}{4}}\text{Ra}^{\frac{1}{4}}\text{Da}_0^{\frac{1}{2}}} f_p', \\ f''' - f_p''' &= f_p' \left(\frac{2(\varphi^2 - 1)}{\text{Pr}} f_p' - \frac{\sqrt{6}\beta\varphi}{\text{Da}_0^{\frac{1}{2}}\text{Ra}^{\frac{1}{4}}\text{Pr}^{\frac{5}{4}}} f_p - \frac{8\varphi}{\text{Da}_0 \text{Ra}^{\frac{1}{2}}\text{Pr}^{\frac{1}{2}}} \right) + \frac{3(\varphi + 1)}{\text{Pr}} f_p f_p'', \\ g &= g_p = 1. \end{aligned}$$

Условия (3) вдали от границы раздела:

$$f(+\infty) = 0, \quad f_p(-\infty) = 0, \quad g(+\infty) = 0, \quad g_p(-\infty) = 0.$$

Условие для $f''' - f_p'''$ на границе раздела получено из уравнений (4) с учётом остальных условий. Оно требуется для замыкания задачи, поскольку условие для ψ_{xy} в автомодельной форме удовлетворяется тождественно.

Уравнения для течения однородной жидкости во внешнем потоке совпадает с классической системой уравнений для однородной жидкости [10]. Уравнение для пористой среды по структуре также подобно

последнему, но содержит дополнительное слагаемое, обусловленное силой трения в среде. Нелинейное слагаемое в данном уравнении сохранено, поскольку вдали от границы его вклад мал, но он может оказаться существенным при переходе в однородную жидкость.

Из решения, в частности, можно найти максимальную продольную скорость u_m и толщину пограничного слоя δ (последняя может быть оценена как расстояние от границы, на котором $u = 0.01u_m$):

$$u_m = -cAx^{\frac{1}{2}}f'_m, \quad \delta = \frac{1}{c}\xi_\delta x^{\frac{1}{4}}. \quad (5)$$

Здесь f'_m – максимальное значение $f'(\xi)$, а ξ_δ находится из условия $f'(\xi_\delta) = 0.01f'_m$. Из (5) видно, что толщина пограничного слоя и скорость растут с высотой по законам $\delta \sim x^{1/4}$ и $u_m \sim x^{1/2}$. Полученный результат соответствует известным зависимостям для конвективного пограничного слоя [9, 10]. Детальный анализ поля скорости и температуры в слое является предметом дальнейшего исследования.

Список литературы

1. Lock R. C. The velocity distribution in the laminar boundary layer between parallel streams // Q.J. Mech. Appl. Math. 1951. Vol. 4. No. 1. P. 42-63.
2. Boyadjiev Chr., Mitev Pl., Sapundzhiev T. Laminar boundary layers of co-current gas-liquid stratified flows – I. Theory // Int. J. Multiphas. Flow. 1976. Vol. 3. No. 1. P. 51-55.
3. Paster A., Dagan G. Mixing at the interface between two fluids in porous media: a boundary-layer solution // J. Fluid. Mech. 2007. Vol. 584. P. 455-472.
4. Brinkman H. C. Calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles Boundary conditions at a naturally permeable wall // Appl. Sci. Res. A. 1947. Vol. 1. P. 27-34.
5. Ochoa-Tapia J. A., Whitaker S. Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid – I. Theoretical development // Int. J. Heat. Mass. Tran. 1995. Vol. 38. P. 2635-2646.
6. Ochoa-Tapia J. A., Whitaker S. Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid – I. Comparison with experiment // Int. J. Heat. Mass. Tran. 1995. Vol. 38. P. 2647-2655.
7. Beavers G. S., Joseph D. D. Boundary conditions at a naturally permeable wall // J. Fluid. Mech. 1967. Vol. 30. No. 1. P. 197-207.
8. le Bars M., Worster M. G. Interfacial conditions between a pure fluid and a porous medium: implications for binary alloy solidification // J. Fluid. Mech. 2006. Vol. 550. P. 149-173.
9. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. 744 с.
10. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.

ДРЕЙФ ВСПЛЫВАЮЩИХ МНОГОГРАННИКОВ

Л. Н. Буркова, К. А. Рыбкин

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

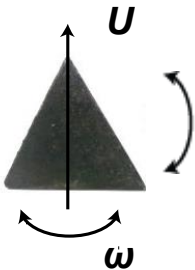


Работы по исследованию обтекания твердого тела проводятся на протяжении долгого времени. Рассмотрено множество задач, когда на закрепленное тело набегают поток жидкости. Обтекаемые тела имели самую различную форму, начиная с цилиндра в плоской тонкой ячейке, заканчивая обтеканием куба, покоящегося на плоской поверхности [1-3]. Но, в случае дрейфа тел, ситуация иная, нет общей концепции поведения тел различной формы в жидкости.

В работе [4] экспериментально исследовался дрейф твердых тел, таких как: сфера, двухосные и трехосные эллипсоиды. Проведено сравнение траекторий всплытия тетраэдра, куба и додекаэдра [5], показаны, особенности изменения траектории тела от количества углов. Причины подобного поведения не были определены.

Цель данной работы – обосновать различие траекторий всплытия правильных многогранников.

Задача решалась численно и экспериментально. В ходе экспериментального исследования изучались спектральные характеристики, найдены коэффициенты сопротивления формы для свободных тел и тел движущихся по нити. Обнаружено, что от способа запуска тела зависит скорость движения и коэффициент сопротивления формы, а так же, что при свободном движении тело разворачивается той стороной, для которой коэффициент сопротивления максимален.

Таблица 1. Скорость и коэффициент сопротивления форм для различных экспериментов

	Свободное тело	Плоскостью к потоку	Углом к потоку
			
v , м/с	35	34	45
C_d	1,2	1,3	0,8

В ходе численного исследования, тела жестко закреплялись, и изучалось их обтекание, при этом рассматривались спектры подъемных сил и сил сопротивления, действующих на неподвижное в жидкости тело. Далее тело освобождалось – добавлялась вращательная степень свободы, и вновь изу-

чались спектры сил. В результате численного моделирования, определено влияние вращений на спектральные характеристики – частоты колебаний сил сдвигаются в область больших частот (Рис. 1).

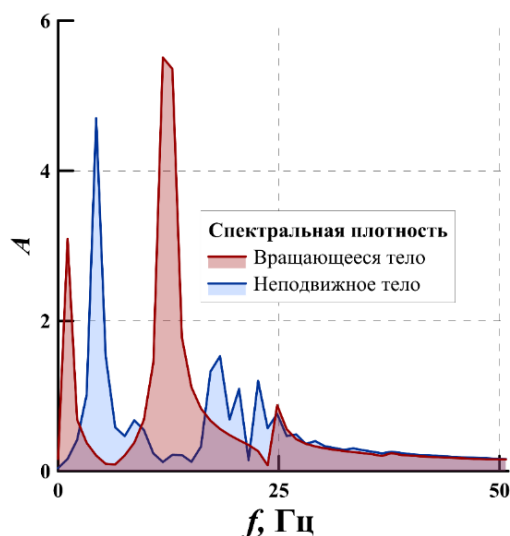


Рис. 1. Спектральные плотности для вращающегося и неподвижного тела

Все закрепленные тела, при численном моделировании, располагались плоскостью к потоку, т. к. многогранники при свободном всплытии основную часть траектории проходят в этом состоянии. При обтекании вращающихся тел, установленных углом к потоку, при наличии наклона, начиная с нескольких градусов, происходил разворот объекта плоскостью к потоку, и в этом положении наблюдались колебания (Рис. 2 б). Поведение вращающегося объекта находится в зависимости от заданного момента инерции. Кроме того, проведены расчеты, в которых была найдена зависимость числа Струхала от момента инерции (Рис. 2 а). Обнаружено, как влияет изменение момента инерции на поведение тела с двумя степенями свободы.

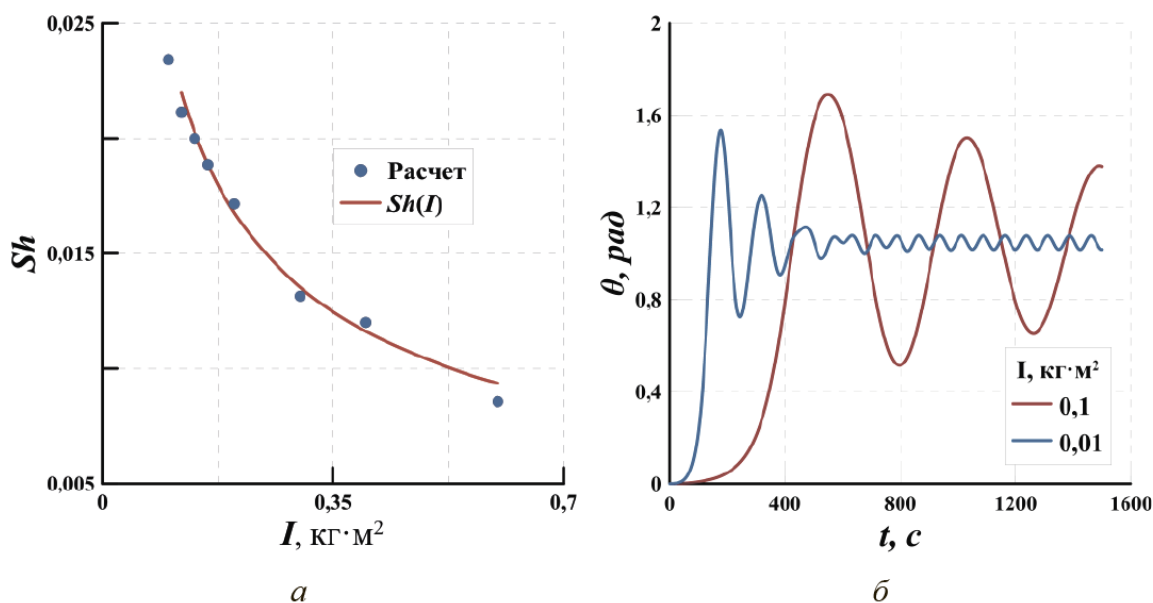


Рис. 2. а) зависимость числа Струхала от момента инерции;
б) изменение угла поворота при различных моментах инерции

В расчете проводился анализ обтекания при свободном и закрепленном теле, а также тело фиксировалось при различных значениях угла атаки. Построена зависимость средней силы сопротивления от угла поворота.

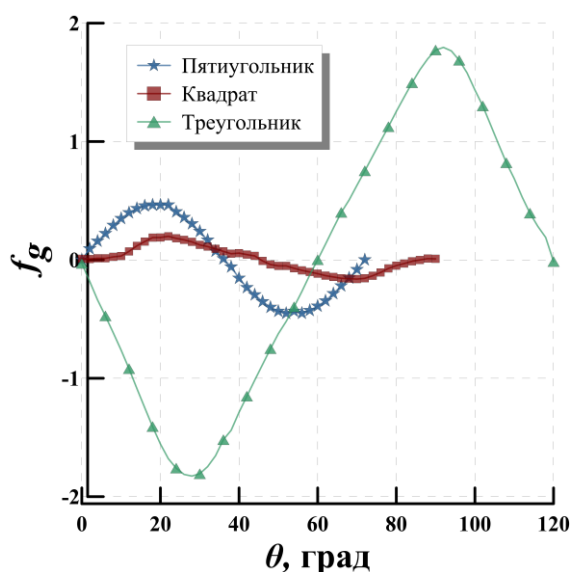


Рис. 3. Зависимость подъемной силы от угла поворота для разных тел

Из рисунка 3 видно, что на треугольник действуют наибольшая подъемная сила, т.к. эта сила направлена горизонтально, именно она отклоняет тело от вертикали, этим можно объяснить наибольшую относительную амплитуду в траектории всплытия тетраэдра.

Список литературы

1. Федяев В. Л., Моренко И. В., Серазетдинов Н. З. Обтекание кругового цилиндра вязкой жидкостью с примесями // Наука. 2006. Вып. 1. С. 23-34.
2. Чумакова А. Т. Расчёт отрывных течений за плохо обтекаемым телом // 10-я между-нар. научно-техн. конф. ОМИП. 2008. Вып. 2. С. 32-37.
3. Сенников В. О. О поведении пульсирующего твердого тела в вязкой жидкости с отсутствием силы тяжести // ПМТФ. 1997. Вып. 4. С. 19-23.
4. Братухин Ю. К., Рыбкин К. А., Юдин Р. С. Хаотическая динамика дрейфа сферических тел в вязкой жидкости // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2012. Вып. 4. С. 15-18.
5. Буркова Л. Н., Рыбкин К. А. Экспериментальное исследование траекторий дрейфа всплывающих эйлеровых многогранников // Вестник Пермского университета. Серия: Физика. 2015. Вып. 7. С. 23-24.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ФОКУСА ЛИНЗЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МОЩНОСТИ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В. О. Ощепков, И. А. Бабушкин, А. Н. Кондрашов
Пермский государственный национальный исследовательский университет,
614990, Пермь, Букирева, 15

Современные оптоволоконные лазеры могут выдавать до 3 КВт монохромного излучения. Такие устройства в промышленности используются для резки, сверления или сварки. Даже если компоненты оптической системы, используемые для фокусировки столь мощного лазерного пучка, практически полностью прозрачны, некоторая часть лучистой энергии все же поглощается и переходит в тепловую форму. В такой ситуации, прогрев оптических деталей приведет к изменению их формы в результате теплового расширения, которое, в свою очередь, повлечет за собой ухудшение характеристик прибора.

Нагрев линзы влияет на путь проходящих через нее лучей двумя путями. Первый – тепловой деформацией поверхности линзы, а, соответственно, увеличению радиуса кривизны и фокусного расстояния. Второй – локальные изменения показателя преломления, связанные с температурой материала. Для анализа совокупного воздействия обоих явлений на изменение фокусировки достаточно использовать приближение геометрической оптики.

В данной работе целью является проведение численного эксперимента и исследование влияния мощности источника излучения на изменение фокусного расстояния линзы. Для того чтобы продемонстрировать влияние прогрева оптической системы на положение фокальной плоскости, на рисунке 1 приведена зависимость среднего радиуса светового пучка от времени. Когда мощность источника невелика (в данном случае это 1 Вт), и тепловыми эффектами можно пренебречь, фокусировка лучей происходит точно на плоскостимисени, а ненулевой радиус на поверхности объясняется такими явлениями как, например, сферическая аберрация. Когда мощность излучения становится достаточной для прогрева системы (в дан-

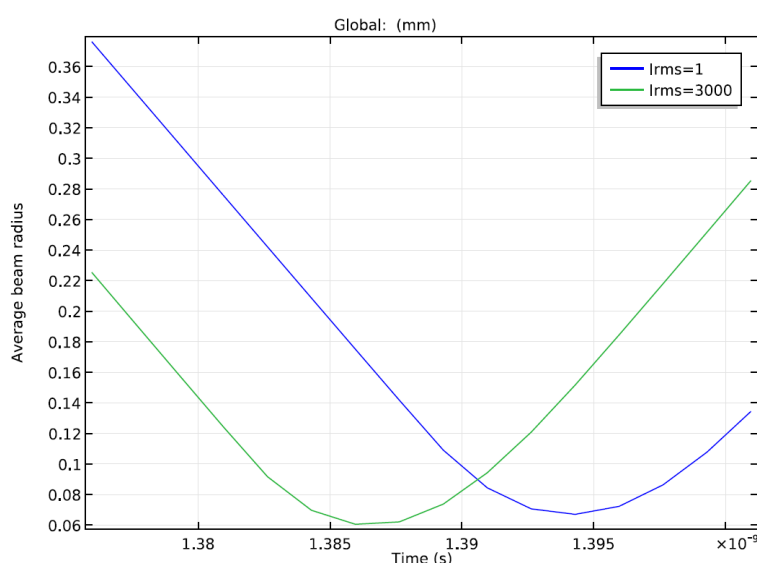


Рис. 1. Зависимость среднего радиуса светового пучка от времени

ном случае это 3 кВт), фокальная плоскость смещается, отдаляясь от интересующей области. Таким образом, согласно полученным результатам, нагрев фокусирующих линз приводит к увеличению фокусного расстояния системы. К такому же выводу пришли исследователи в работе [1–2].

Список литературы

1. *Harrop N. et al.* Absorption driven focus shift // SPIE LASE. – International Society for Optics and Photonics. 2016. 97410P-97410P-12.
2. *Blomster O. et al.* Optics performance at high-power levels // Lasers and Applications in Science and Engineering. – International Society for Optics and Photonics. 2008. 68712B-68712B-10.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ ПУДРЫ НА КОНВЕКЦИЮ В ПЛОСКОМ СЛОЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО КРУГУ ВИБРАЦИЙ

А. А. Соромотин, И. А. Бабушкин

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

В настоящее время конвекция в условиях переменных внешних воздействий является предметом многочисленных исследований. Результаты, полученные в экспериментальной работе [1] показали, что в случае когда градиент температуры и направление инерционных ускорений перпендикулярны, вибрации могут возбуждать конвекцию даже в случае сильной гравитационной стабилизации, например при подогреве сверху, когда ситуация абсолютно устойчива при строго гравитационной конвекции. В работе [2] была изучена неоднородная среда, состоящая из жидкости и твердой примеси в условиях конечной частоты колебаний.

Цель данной работы – исследование влияния алюминиевой пудры на конвекцию в плоском слое при воздействии поляризованных по кругу вибраций с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. А также сравнение полученных результатов с экспериментами с наличием и без применения алюминиевой пудры, уточнение ранее полученных результатов.

Такие исследования необходимы для будущих экспериментов с визуализацией конвективных течений. Необходимо знать, какой вклад вносит алюминиевая пудра в структуру и тепломассообмен в таких системах.

В ходе исследований была построена карта механического равновесия для взвеси алюминиевой пудры в жидкости в различных концентрациях, смоделирована эволюция системы, а также найдены пороги устойчивости.

Список литературы

1. Зюзгин А. В. Экспериментальное исследование тепловой конвекции в переменных силовых полях / Дис... докт. физ.-мат. наук: 01.02.05. Пермь, ПГНИУ, 2011. 229 с.
2. Брацун Д. А., Теплов В. С. О параметрическом возбуждении вторичного течения в вертикальном слое жидкости в присутствии мелких твердых частиц // Прикладная механика и техническая физика. Т. 42, №1. 2001. С. 48-55.

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ШЛЮЗ IOT

М. А. Крупинин, В. Б. Поляков

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

В последние годы широкое распространение и применение приобрела концепция «интернет вещей» (Internet of Things, IoT). Данная концепция описывает взаимодействие физических объектов между собой и с внешним окружением, используя средства и возможности вычислительных сетей. К Интернету подключаются различные датчики, бытовые приборы, оборудование, офисная техника, автомобили. В настоящее время количество устройств, подключенных к Интернету, превышает число людей, имеющих доступ к сети. По прогнозам аналитиков, Gartner [1] (исследовательская и консалтинговая компания, специализирующаяся на рынках информационных технологий), в 2016 году количество устройств, подключенных к Интернету, вырастет до 6,4 млрд. Таким образом «интернет вещей» перерастает в новую концепцию – «интернет всего» (Internet of Everything, IoE). В «интернете всего» фигурируют как люди, для которых была создана Сеть, так и вещи, которые представляют большую её часть. Кроме того, присоединяются новые категории – данные и процессы. Дальнейшее увеличение числа подключенных к сети устройств приведет к порождению огромного объема данных. Это потребует развитие новых технологий обработки данных, также возрастет «интеллект» машин. В рамках данных концепций находятся технологии автоматизации домашнего хозяйства - умный дом (Smart Home).

Для дистанционного управления современными бытовыми приборами не редко используют сетевые технологии, для этого само оборудование чаще всего оснащается интерфейсами Ethernet и/или Wi-Fi, что позволяет подключить данные приборы в единую сетевую инфраструктуру. Но часто можно встретить оборудование, у которого реализовано управление, либо с передней панели и/или с помощью пульта дистанционного управления, использующего инфракрасный (ИК) канал передачи данных, в этом случае, для подключения в единое информационное пространство, требуются дополнительные аппаратные решения. Для решения этой проблемы был разработан универсальный шлюз IoT. Данное устройство подключается в беспроводную сеть Wi-Fi и заменяет штатный ИК пульт дистанционного управления одного или нескольких бытовых устройств.

Универсальный шлюз IoT выполнен на аппаратной платформе NodeMCU v1.0, с микроконтроллером ESP8266-12E [2]. Данная платформа имеет интерфейс Wi-Fi, стабилизатор напряжения, удобные разъемы портов ввода/вывода. На данной платформе был реализован HTTP-сервер. Любая программа, поддерживающая работу по HTTP-протоколу, например, браузер, может использоваться для подключения к этому серверу и,

следовательно, получить доступ к управлению исполнительными устройствами. Также было разработано кроссплатформенное мобильное приложение в среде Xamarin, поддерживающее операционные системы Android, iOS, Windows Phone [3].

Функциональная схема разработанного устройства приведена на рисунке 1. Микроконтроллер ESP8266-12E имеет 32-х разрядный процессор с частотой 80 МГц, 64 кБ флэш-памяти, 11 портов ввода/вывода, универсальный асинхронный приемопередатчик (Universal Asynchronous Receiver-Transmitter, UART), радиоантенну для связи по Wi-Fi. На плате NodeMCU v1.0 присутствует микросхема CP2102 - мост UART-USB, стабилизатор напряжения 3,3В. Для считывания ИК-сигналов штатных пультов к портам ввода/вывода подключается ИК-приемник. Пульт направляется на ИК-приемник, программа считывания преобразует импульсы в информационный код. Для отправки команд исполнительным устройствам к портам ввода/вывода подключается ИК-светодиод. Микроконтроллер внутри беспроводной компьютерной сети может работать как в режиме точки доступа, так и в режиме клиента. Вариант работы выбирается в зависимости от поставленной задачи. В данном случае микроконтроллер внутри беспроводной компьютерной сети работает в режиме клиента, этот режим обеспечивает подключение универсального шлюза IoT к сети Интернет. UART совместно с микросхемой CP2102 используются для программирования микроконтроллера, а также для вывода отладочной информации на компьютер.

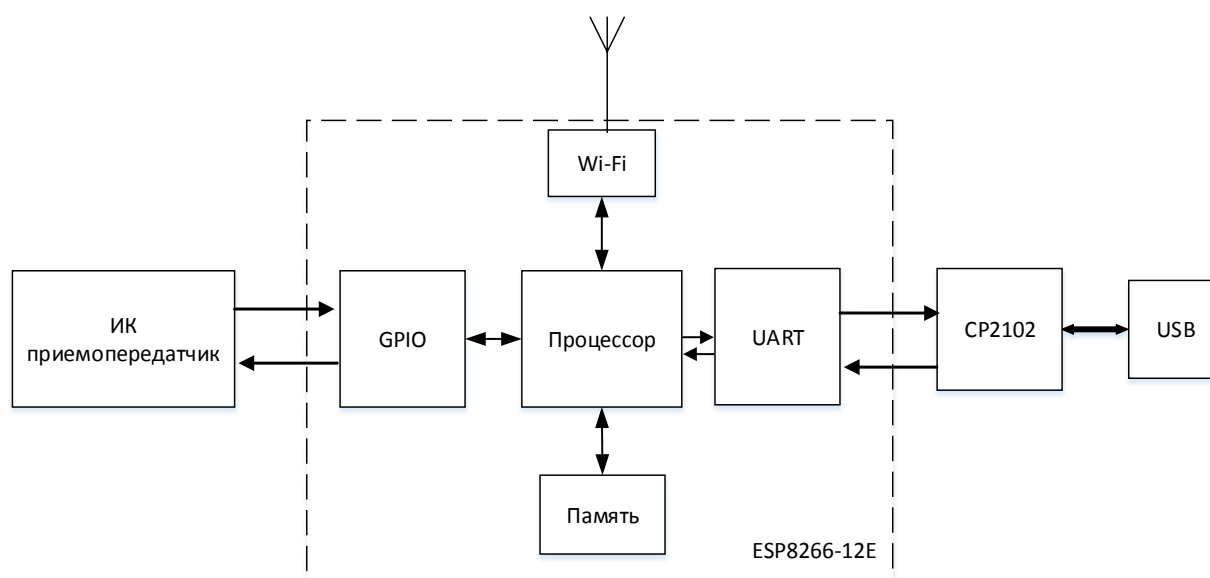


Рис. 1. Функциональная схема универсального шлюза IoT

Схема интеграции универсального шлюза IoT в систему “умный дом” приведена на рисунке 2. Для доступа к универсальному шлюзу у пользователя имеются различные возможности: с помощью мобильного устройства и/или стационарного компьютера из локальной (домашней) сети

и/или из сети Интернет. Для мобильных платформ разработано приложение, которое предоставляет удобный пользовательский интерфейс для работы со шлюзом. Для изменения режима работы управляемого объекта, например, переключение канала телевизора или варьирование уровня громкости музыкального центра, пользователь на смартфоне запускает приложение, где через пользовательский интерфейс выбирает объект управления и активирует передачу соответствующей команды на шлюз IoT. Принятая команда, на шлюзе обрабатывается, и формируется импульсная последовательность через ИК-светодиод аналогичная той, которая была считана с пульта дистанционного управления исполнительного устройства при “обучении” шлюза. В систему “умный дом” может входить не один универсальный шлюз IoT, а несколько, в зависимости от количества, места размещения исполнительных устройств и т.д.

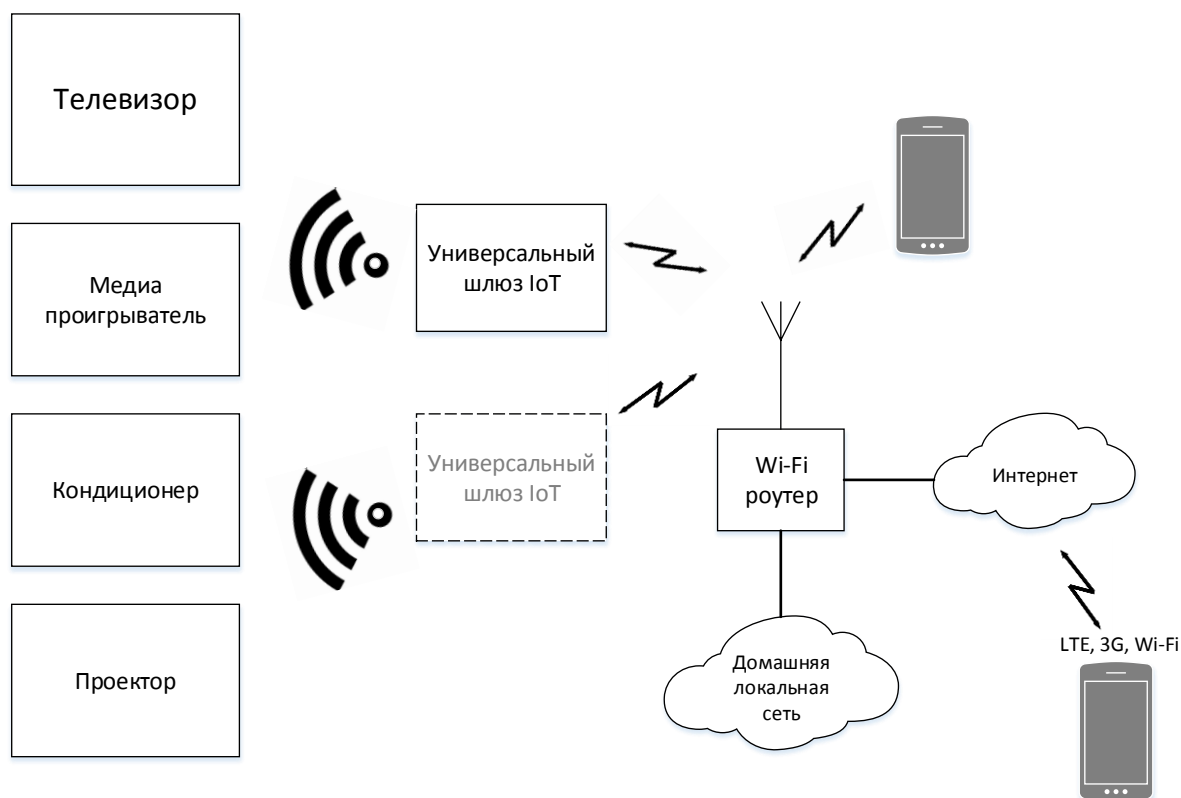


Рис. 2. Схема интеграции универсального шлюза IoT в систему “умный дом”

В результате работы создан универсальный шлюз IoT. Разработано кроссплатформенное приложение для мобильных устройств (смартфон, планшет). Проведена опытная эксплуатация шлюза совместно с различными исполнительными устройствами (мультимедиа проигрыватель Sven MS-2100, проектор Panasonic PT- LB60NTE), в ходе которой была продемонстрирована его стабильная работа. В дальнейшем планируется развивать систему, объединив в одной программе как обучение универсального шлюза IoT, так и отправку команд устройствам управления.

Список литературы

1. Открытые системы. Новости IT-индустрии. №11. 2015. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.osp.ru/news/2015/1116/13030701/> .
2. ESP8266 SDK API Guide Version 1.0.0: Espressif Systems IOT Team Copyright (c). 2015.
3. *Крупинин М. А.* Универсальный шлюз IoT / Выпускная квалификационная работа. Пермь, ПГНИУ, ККСиТ, 2016. 30 с.
4. Сообщество разработчиков ESP8266. [Электронный ресурс]. URL: <http://esp8266.ru/> .
5. Проекты на Ардуино. [Электронный ресурс]. URL: <http://arduino-project.net/> .

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ АДАПТИВНОЙ ПОЖАРНОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ГАЗОТУРБИННЫХ АГРЕГАТОВ

В. С. Лопаев, С. Б. Карпов

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

Общество «Газпром трансгаз Чайковский» осуществляет транспорт газа по 15 крупнейшим магистральным газопроводам, берущим свое начало с месторождений Западной Сибири и доставляющим «голубое топливо» в центральные районы страны, государства ближнего и дальнего зарубежья. Кроме того, через сеть газораспределительных станций предприятие обеспечивает поставки газа потребителям Пермского края, Удмуртской Республики, Кировской области и Республики Татарстан.

Транспортировка газа осуществляется с помощью компрессорных станций магистральных газопроводов, где основными двигателями для привода газоперекачивающих агрегатов являются газотурбинная установка.

При эксплуатации газотурбинной установки необходим постоянный контроль температуры под кожухом двигателя. Эта температура является нестабильной, и возгорание может произойти при разных температурах, которые заранее точно не известны. Поэтому необходим прибор, который позволил бы во время эксплуатации изменять режим работы, а с ним и адаптивно настраиваемые пороговые значения температуры, при которых подается пожарная тревога, а также сбрасывать ложную тревогу, подстраивая порог. Это сэкономило бы денежные и энергетические ресурсы при транспортировке газа.

Для выполнения поставленной задачи было изготовлено устройство на базе микроконтроллера LPC2378 производства «NXP Semiconductors». Устройство имело интерфейсы RS-485 для передачи информации и USB для настройки прибора, а также дискретные входы для изменения режима работы и выходы для оповещения о тревоге. На устройстве были установлены светодиоды и семисегментный индикатор для отображения информации о состоянии каналов измерения и прибора.

Для функционирования устройства необходимо было разработать программное обеспечение, реализующие адаптивное поведение, а также программное для настройки устройства с помощью персонального компьютера через интерфейс USB.

Программное обеспечение для функционирования устройства было написано на языке программирования C в интегрированной среде разработки MDK Keil uVision 4, предварительно спроектировано с помощью языка объектно-ориентированного проектирования UML. Алгоритм работы устройства позволяет оповещать внешние системы о тревогах, возникших из-за превышения порогов, а также из-за ошибок,

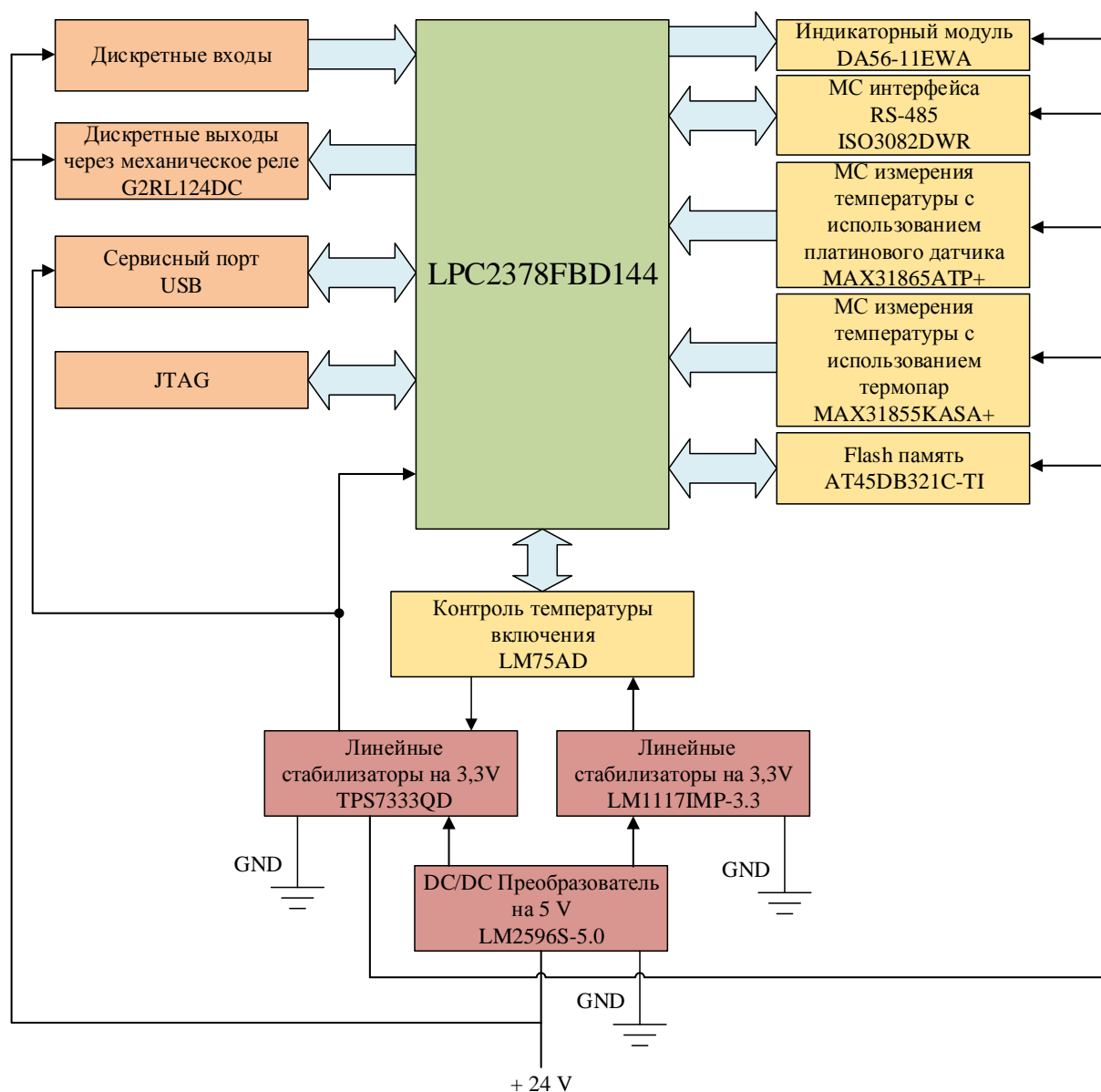


Рис. 1. Функциональная схема устройства

возникающих во время работы: обрыв или короткое замыкание канала измерения, отказ внутренних систем. Устройство может отправлять информацию о работе по протоколу Modbus rtu, а также через USB интерфейс, дополнительно информация выводится и на самом устройстве, например, на семисегментном индикаторе отображается код возникшей ошибки, а светодиоды загораются, когда возникла тревога на канале измерения.

Для разработки программного обеспечения по настройке устройства был выбран язык программирования C++ и интегрированная среда разработки Qt 4.8.4. Приложение должно было позволять отображать информацию о текущем состоянии устройства: текущий режим и пороги, измеренная температура, ошибки, а также производить настройку или сброс тревоги введя пароль.

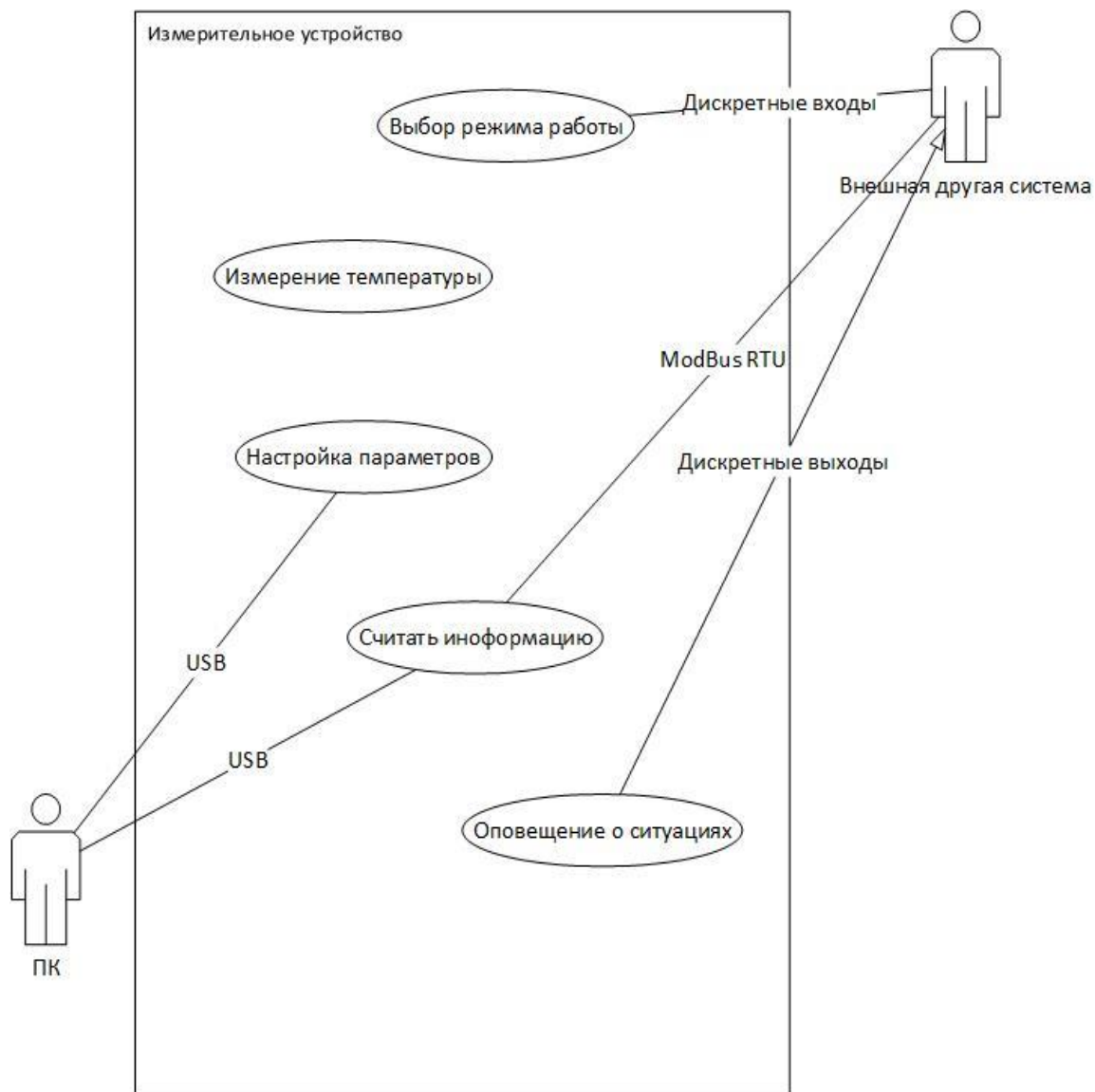


Рис.2. Принцип использования устройства

Все необходимые задачи были выполнены, устройство было протестировано и отправлено на сертификацию.

Список литературы

1. Тревор Мартин; пер. англ. Евстифеева А.В. Микроконтроллеры ARM7 семейства LPC2300/2400. Вводный курс разработчика. М.: Додэка-XXI, 2010. 336 с.
2. Агуров П. В. Интерфейсы USB. Практика использования и программирования. СПб: БХВ-Петербург, 2004. 576 с.

ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА ДЛЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОЙ ПОВЕРКИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ МАЛЫХ УГЛОВ

А. Ю. Соколов, В. Б. Поляков

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

В последнее время предприятия ВПК Пермского края получают большие и долгосрочные государственные заказы, что способствует их развитию и увеличению объёмов производства, а также освоению новых видов выпускаемой продукции. В связи с этим возрастают требования к высокоточным средствам измерений, которые используются для контроля качества производимой продукции. Данные средства нуждаются в периодической метрологической поверке. Для такой поверки используются специальные приборы, в частности, в Пермском центре стандартизации и метрологии для поверки средств измерения малых углов: ампул уровней, однокоординатных автоколлиматоров, экзаменаторов модели 130 используется экзаменатор образцовый первого разряда (ЭО-1). Имеющийся вариант ЭО-1 был изготовлен в 1988 году и к настоящему времени морально устарел. Для дальнейшей эксплуатации прибора потребовалась его модернизировать.

При модернизации прибора было необходимо:

- сохранить характеристики, обеспечивающие заявленную изготовителем ЭО-1 точность измерений, а при возможности, улучшить их;
- предусмотреть возможность автоматизации измерений и ведения электронного документирования процесса поверки.

При решении данной задачи была создана система, функциональная схема которой представлена на рисунке 1.

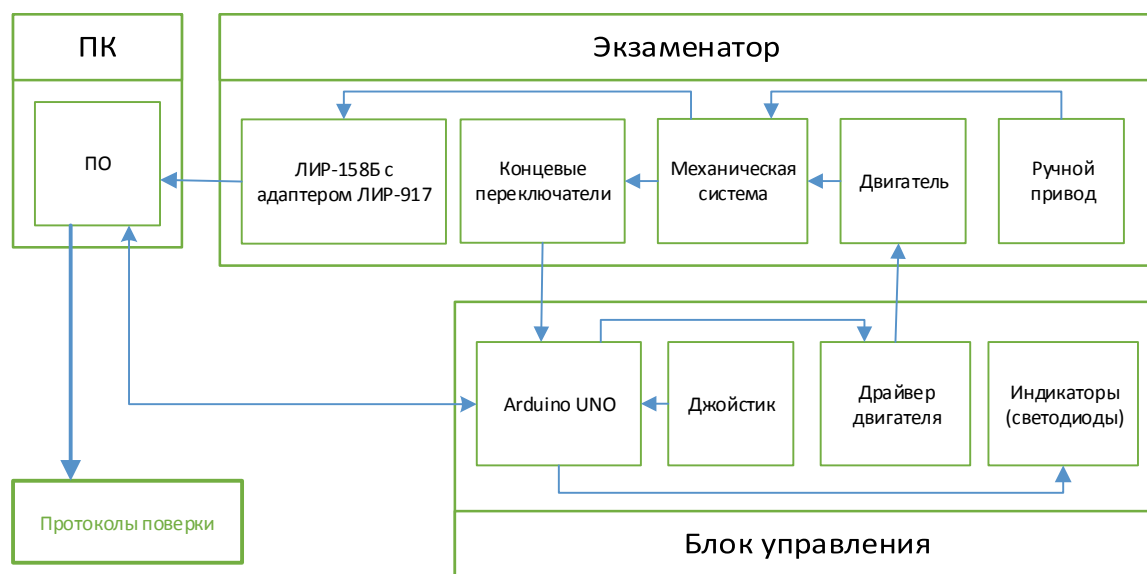


Рис.1. Функциональная схема системы

Система состоит из трех основных частей: экзаменатор ЭО-1, блок управления и компьютер со специализированным программным обеспечением. В экзаменаторе ЭО-1 для изменения величины измеряемого угла в механической системе предусмотрены ручной привод, который используется при работе в ручном режиме, и электродвигатель, контролируемый блоком управления. Блок управления построен на основе платформы Arduino UNO, подключенной через интерфейс USB к персональному компьютеру, и, оснащенной дополнительными модулями, позволяющими расширять функциональные возможности блока управления: джойстик, индикаторы(светодиоды), драйвер двигателя. Для отслеживания предельных измеряемых угловых положений и, предотвращения выхода из строя механической системы экзаменатора и электроники дополнительно установлены концевые переключатели. Штатный датчик угловых перемещений экзаменатора ЭО-1 заменен на инкрементный угловой фотоэлектрический преобразователь перемещений ЛИР-158Б, имеющий интерфейс USB, что позволило выполнять ввод измеряемых угловых значений с помощью персонального компьютера. Внешний вид аппаратной части системы показан на рисунке 2.



Рис. 2. Внешний вид аппаратной части системы

Для управления информационной системой для метрологической поверки средств измерений малых углов создано программное обеспечение для ПК. Оно позволяет ПК считывать данные с ЛИР-158Б с помощью адаптера ЛИР-917 через интерфейс USB, управлять двигателем, вести электронный документооборот, протоколировать метрологический процесс (рис. 3,4) и архивировать протоколы поверки.

Подготовительные работы и методика поверки | **Данные о поверяемом приборе** | Поверка | Дополнительно

Документ
Дата Счёт

Средство измерения
Средство измерения

Заводской номер Серия и номер клейма поверки

Владелец
Наименование
ИНН

Поверка
Методика поверки
Применяемые эталоны
Факторы
Поверитель

Рис. 3. Скриншот формы с данными о поверяемом приборе

Подготовительные работы и методика поверки | Данные о поверяемом приборе | **Поверка** | Дополнительно

12000=30секунд

Укажите шаг измерения(не обязательно)

Вывод/примечание:

	№	Заданный угол экзаменатора	Фактический угол экзаменатора	Полученный угол прибора	Разность углов
▶	1	0,00	0	0	0,00
	2	10	10	10	0,00
	3	20	20	20,1	0,10
	4	30	30		
	5	40	40		

Рис. 4. Скриншот с протоколом произведённых измерений

Преимущества получившейся системы:

- не требует пересертификации установки экзаменатора, так как мы заменили лишь старое измерительное устройство (сельсин) на новый угловой преобразователь, который уже внесён в государственный реестр средств измерений;
- значительно сокращает время поверки средств измерений;
- позволяет управлять углом экзаменатора в трёх режимах (ручной, автоматический и с помощью джойстика);
- при использовании в автоматическом режиме позволяет исключить погрешности, возникающие из-за вибраций при эксплуатации в ручном режиме;
- имеет высокую степень ремонтпригодности из-за модульности платформы Arduino;
- позволяет вести и архивировать протоколы поверки приборов;
- предусмотрена возможность в будущем интегрироваться в общую БД центра.

На текущий момент аналогов данной системы не существует. В настоящее время находится в эксплуатации и получила положительные отзывы. Предполагается разработанную систему внедрить в других областных центрах метрологии и стандартизации.

Список литературы

1. Соколов А. Ю. Разработка информационной системы прибора ЭО-1 для метрологической поверки / Выпускная квалификационная работа. ПГНИУ, ККСиТ, 2016. 31 с.
2. ФБУ «Пермский ЦСМ». Экзаменатор ЭО-1. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.permcsm.ru/node/1304> .
3. ОАО "СКБ ИС" Инкрементный угловой фотоэлектрический преобразователь перемещений ЛИР-158. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.skbis.ru/index.php?c=4&d=10&p=3> .
4. ОАО «СКБ ИС» Адаптеры, интерфейс-модули ЛИР-917. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.skbis.ru/index.php?p=3&c=8&d=112> .
5. Arduino.ru Arduino UNO. [Электронный ресурс]. URL: <http://arduino.ru/Hardware/ArduinoBoardUno> .
6. Arduino-diy.com Драйвер шагового двигателя и двигателя постоянного тока L298N и Arduino. [Электронный ресурс]. URL: <http://arduino-diy.com/arduino-drayver-shagovogo-dvigatelya-i-dvigatelya-postoyannogo-toka-L298N> .
7. Arduino-diy.com Arduino и джойстик. [Электронный ресурс]. URL: <http://arduino-diy.com/arduino-dzhoystik> .
8. Удобный дом. Что такое светодиоды. Как делают светодиоды. Типы светодиодов, характеристики, достоинства и недостатки. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.natrix-el.kz/ehlektrosnabzhenie-doma/osveshchenie/svetodiody.html> .

МОБИЛЬНЫЙ КЛИЕНТ ДЛЯ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ПОДДЕРЖКИ ПОСТАНОВКИ ДИАГНОЗА

И. П. Селетков, О. В. Теплюк

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

Проблема объективности постановки диагноза существует уже долгое время [1]. Результат лечения в значительной степени зависит от того, насколько правильно была произведена оценка состояния больного, и насколько точно был поставлен диагноз. В связи с этим возникает необходимость улучшения процесса диагностики заболеваний.

В работе [2] для количественной оценки величин по большому количеству разнообразных качественных критериев было предложено использовать матричный аппарат нечёткой логики.

Таким образом, основная цель данной работы заключается в том, чтобы помочь врачам повысить качество и объективность постановки диагноза.

Были рассмотрены такие технологии как «Доктор-онлайн» и «Мобильный доктор», но они не являются универсальными. В связи с этим было принято решение разработать новый продукт, позволяющий комплексно и качественно решать поставленную задачу.

Для проверки нового мобильного приложения, его работоспособности и качества выбранного метода реализации, ограничились спектром наиболее часто возникающих заболеваний и наиболее общими симптомами.

В работе используется матричный аппарат нечеткой логики. В нём используются модели логических операций, естественным образом обобщающие их «чёткие» аналоги на область нечётких переменных и предикатов. Этот аппарат позволяет свести задачи нечеткого логического вывода к решению системы линейных алгебраических уравнений с известными условиями существования и единственности решений, а также упростить формализацию правил базы знаний [3,4].

Рассмотрим алгоритм нечеткого вывода.

Строим базу знаний для помощи в постановке диагноза по оценкам выраженности симптомов респираторных заболеваний. Изначально были выбраны 6 самых часто встречающихся заболеваний:

1. Грипп,
2. ОРВИ,
3. Острый бронхит,
4. Внебольничная пневмония,
5. Хроническое обструктивное заболевание легких,
6. Ангина.

Со слов экспертов (врачей-терапевтов) и по данным справочника [4] был составлен список из 14 симптомов данных заболеваний, наличие которых можно оценить в домашних условиях.

Для некоторых из симптомов необходима не только оценка наличия или отсутствия, но также и оценка степени выраженности. Для учета этого, в соответствии со справочником [4], были сформулированы правила *modus ponens* вида «Если есть жар, то вероятность гриппа высокая» (Табл. 1).

Для демонстрации вывода оставим только 3 основных симптома: температуру тела, головную боль и насморк. Остальные симптомы обрабатываются аналогично. Пользователь оценивает в баллах степень выраженности симптомов, указывает температуру тела в градусах Цельсия. Обозначим эти параметры следующим образом:

t – температура тела в градусах $t \in [35,40]^{\circ}\text{C}$,

ha – головная боль $ha \in [0,10]$,

nsm – насморк $nsm \in [0,10]$,

результатом работы алгоритма будет:

$p^{(s)}$ – оценка вероятности s -того заболевания $p^{(s)} \in [0,100]$.

Все параметры имеют «чёткие значения». Степень справедливости соответствующего правила для каждого из симптомов задается в виде функций.

Работа экспертной системы задается правилами, сформулированными на языке лингвистических переменных t , ha , nsm , соответствующих входным параметрам, и выходу p . Каждая лингвистическая переменная принимает ряд значений в соответствии с выраженностью симптомов.

Значения лингвистических переменных количественно описываются нечеткими подмножествами «универсальных» множеств (универсумов) A^t (множество допустимых значений температуры), A^{ha} (множество оценок силы головной боли), A^{nsm} (множество оценок силы насморка) и B (множество допустимых значений вероятности) соответственно. Они задаются векторными функциями принадлежности $\mu^{(t)}_i(t)$, $\mu^{(ha)}_j(t)$, $\mu^{(nsm)}_k(t)$ и $\mu^{(p)}_m(p)$ точек универсума нечетким подмножествам (Рис. 1).

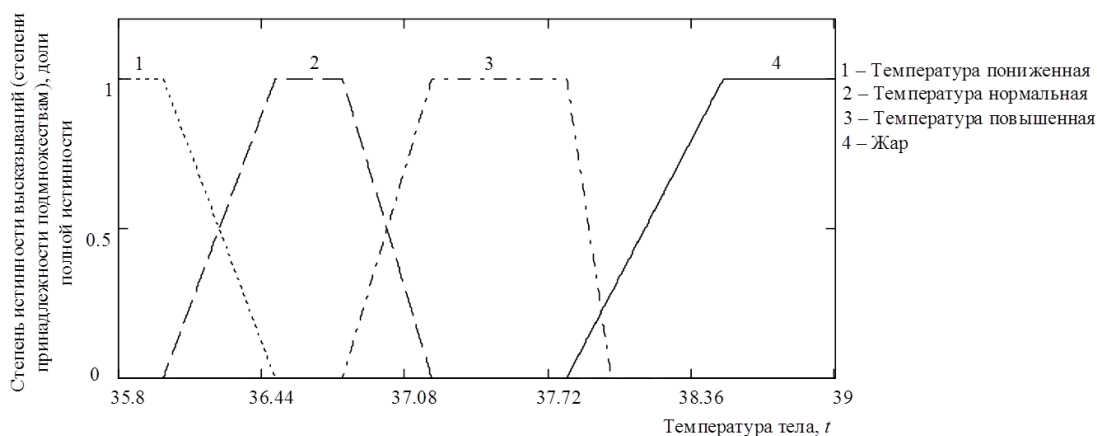


Рис. 1. Пример функций принадлежности для нечеткой экспертной системы «Электронный доктор» для оценки температуры тела

Лингвистические правила аналитически записываются в виде:

$$p_m = P(t_i, ha_j, nsm_k)$$

Все правила для рассматриваемых симптомов сформулированы в виде таблицы (табл. 1).

Таблица 1. Степени справедливости правил экспертной системы «Электронный доктор»

Симптомы	Температура				Головная боль			Насморк			
Наименование болезни	Низкая	Нормальная	Повышенная	Жар	Нет	Слабая	Сильная	Нет	Слабый	Средний	Сильный
Грипп	0,000	0,000	0,083	0,092	0,000	0,000	0,092	0,092	0,000	0,000	0,000
ОРВИ	0,000	0,064	0,096	0,000	0,106	0,000	0,000	0,000	0,000	0,053	0,053
Острый бронхит	0,000	0,073	0,049	0,000	0,122	0,000	0,000	0,122	0,000	0,000	0,000
Внебольничная пневмония	0,000	0,000	0,023	0,091	0,000	0,023	0,091	0,114	0,000	0,000	0,000
Хроническое обструктивное заболевание легких	0,000	0,115	0,000	0,000	0,115	0,000	0,000	0,115	0,000	0,000	0,000
Ангина	0,000	0,000	0,022	0,089	0,000	0,056	0,056	0,111	0,000	0,000	0,000

Количественная реализация алгоритма сводится к нахождению параметра $p^{(s)}$ по заданным значениям входных параметров t , ha , nsm . Находим значения $\mu^{(t)}_i(t)$, $\mu^{(ha)}_j(t)$, $\mu^{(nsm)}_k(t)$, которые являются некоторыми числами из отрезка $[0, 1]$. Для вычисления $p^{(s)}$ в соответствии с матричным алгоритмом [2] строим вспомогательную функцию $G(y)$, имеющую следующий вид:

$$G(p^{(s)}) = \bigvee_{i,j,k,m} \delta_{i,j,k,m,s} \left\{ \mu^{(t)}_i(t) \vee \mu^{(ha)}_j(t) \vee \mu^{(nsm)}_k(t) \vee \mu^{(p)}_m(p) \right\} \wedge z_{i,j,k,m,s}.$$

Результат находим, собирая все функции в одну таким образом, чтобы получить его в процентах:

$$res(t, ha, nsm) = p^{(s)} \cdot 100.$$

Аналогичным образом рассчитываются вероятности всех заболеваний.

Для проверки работы алгоритма были отобраны случаи из медицинской карты. Симптомы отправлялись в опросник, а результат, полученный в клиенте, сравнивался с диагнозом, поставленным врачом.

Таблица 2. Сравнение диагнозов, полученных при помощи приложения,
и поставленных врачом-терапевтом

	Описание	Наиболее вероятные заболевания, полученные по опросу	Заключение, поставленное врачом
1	Температура 38.4, мокрый кашель, насморк, одышка, головная боль, боль в глазах, прозрачная мокрота. Хрипы.	Грипп – 24,83 % Острый бронхит – 22,58 %	Острый бронхит.
2	Температура 39.1, острая боль в горле, увеличенные миндалины, першение в горле, головная боль, слабость.	Ангина (острый тонзиллит) – 32,46 %	Острая ангина
3	Температура 39.9, головная боль, кашля и насморка нет, слабость, вялость, хрипов нет.	Пневмония – 25,78 % Острый бронхит – 26,54 %	Аденовирусная инфекция.

По результатам анализа видно, что для более точной постановки диагноза нужно увеличить количество симптомов. Для некоторых заболеваний, например, для бронхита, не хватает симптомов, которые характерны именно для них. В случае с заболеванием, не входящим в список рассматриваемых, программа выведет наиболее близкие к нему по симптоматике.

В результате выполнения данной работы:

- Предложен алгоритм количественной оценки вероятностей заболеваний по выраженности симптомов больного, основанный на матричном представлении нечёткой логики.
- Разработан мобильный клиент, позволяющий пользователям рассчитать вероятности заболеваний и получить рекомендации, по ответам на вопросы из базы знаний.

Результат тестирования ресурса показали, что получаемый по завершению опроса диагноз является достаточно точным.

Список литературы

1. Тарасов К. Е., Великов В. К., Фролова А. И. Логика и семиотика диагноза (методологические проблемы). М.: Медицина, 1989. 272 с.
2. Марценюк М. А., Поляков В. Б. Селетков И. П. Модель нечёткого автомата для оценки успеваемости студента. // Прикладная информатика. №5 (53). 2014. С.41-49.
3. Пегат А. Нечеткое моделирование и управление. Пер. с англ. М.: Бином, 2009. 798 с.
4. Бородулин В. И., Ланицман М. Н. Справочник: Болезни. Синдромы. Симптомы. М.: ООО «Издательство Оникс»: ООО «Издательство Мир и Образование», 2006. 896 с.

РАЗРАБОТКА УЗЛА ПОВЕРОЧНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ ИЗМЕРЕНИЙ ОБЪЁМА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВЕСОВОГО МЕТОДА

Е. В. Швецов, А. Ю. Ощепков

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

На предприятии ОКБ «Маяк» в течение продолжительного времени производится процесс по поверке расходомеров при использовании метода сличения. Данный метод отлично подходит для измерений, в которых погрешность эталонного прибора не более 0,25%. Но при истечении некоторого времени эталонные устройства подлежат поверке, тогда в этом случае требуется прибор или поверочная установка, погрешность которой должна быть порядка 0,05%, что при использовании таких же методов крайне затруднительно. Поэтому было предложено разработать узел для уже имеющейся установки, который смог бы обеспечить повышение точности измерений.

Весовой метод подразумевает измерение объема жидкости при помощи высокоточных весов и времени от начала до окончания измерений. При этом требуется синхронизация работы двух устройств, в чём, собственно, и заключалась проблема.



Рис.1. Блок-схема узла установки

Для решения данной задачи разработана система, которая была внедрена в уже имеющуюся поверочную установку проливного типа (Рис. 1).

Для нашей задачи были разработаны следующие компоненты системы:

- Программа для компьютера, написанная на языке C#, позволяющая отправлять управляющие сигналы на микроконтроллер, а так же устанавливать связь с ИМ2300 [1] для сбора данных и дальнейшей обработки.
- Плата управления устройством переключения потока и фиксированием/сбросом показаний расходомера на базе микроконтроллера Atmega 16 [2] (Рис. 2).

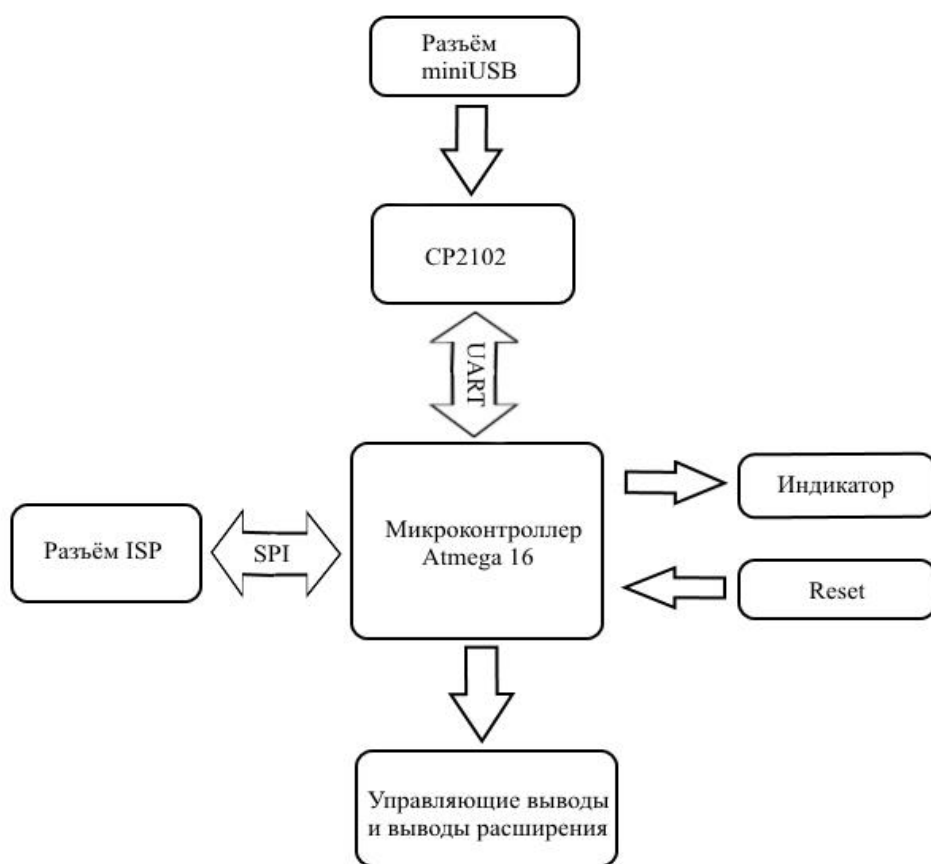


Рис.2. Плата управления

Принцип работы разработанного узла следующий:

- Сначала устанавливается постоянный поток жидкости, протекающей через поверяемый расходомер.
- Далее при помощи написанной программы с компьютера посылается сигнал запуска измерений, который поступает на микроконтроллер.
- Полученный сигнал подаёт на управляющие выводы релейного модуля напряжение в установленном порядке и на определённый интервал времени.

- Происходит фиксирование показаний расходомера.
- Выход ИМ2300 [1] замыкается в соответствующую секунду прибора.
- Данное событие регистрируется прерыванием на плате управления.
- В прерывании микроконтроллер подаёт напряжение на управляющие контакты релейного модуля, который в свою очередь замыкает цепь пневмопереключателя, и устройство переключения потока перенаправляет поток жидкости в резервуар, установленный на весах.
- В этот момент микроконтроллер отменяет фиксацию показаний и в приборе ИМ2300 [1] происходит их сброс.
- Далее, по истечении требуемого времени, с компьютера посылается сигнал о завершении измерения, после чего происходит фиксация показаний в ИМ2300 [1], а микроконтроллер подает команду реле на прекращение потока жидкости на весы.
- Компьютер производит сбор показаний объема жидкости, протекшей через расходомер, с ИМ2300 [1] и массы этой жидкости с терминала весов.
- Происходит пересчет показаний весов из массы в объем при помощи эмпирических формул.
- По полученным данным высчитываются абсолютная и относительная погрешности расходомера, и результат вносится в протокол поверки.

Экспериментальная часть данной работы, опробование и отладочные испытания отдельных элементов, а так же узла в целом были проведены на базе поверочной установки УП100-0,33 ОКБ «Маяк» в рамках дипломной работы.

Список литературы

1. Прибор вторичный теплоэнергоконтроллер ИМ2300. Руководство по эксплуатации. Пермь, 2010. 54 с.
2. Atmel Corporation. Atmega 16: datasheet. [Электронный ресурс]. URL: <http://www.atmel.com/Images/2466S.pdf> .

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Булатов М. И., Сосунов А. В.</i> Магнетизм биметаллических наночастиц Ag/Co	4
<i>Вахрушев А. С., Спивак Л. В.</i> Гетероструктуры	7
<i>Гилев Д. Г., Салгаева У. О., Волынцев А. Б.</i> Температурная стабилизация рабочих характеристик фотонных интегральных схем	9
<i>Гурова Ю. В.</i> Создание волноводов в кристаллах и стеклах пучком ионов	14
<i>Карнаушкин П. В.</i> Производство линзованных волокон и измерение их параметров	17
<i>Козлов А. А., Салгаева У. О., Волынцев А. Б.</i> Конструкция и технология сборки многоканальных волоконно-оптических соединителей	21
<i>Москалев Д. Н., Пономарев Р. С.</i> Метод фемтосекундной записи волноводов	25
<i>Оборина С. О., Спивак Л. В.</i> Гибридные наноматериалы	27
<i>Поспелова Е. А., Азанова И. С.</i> Периодическая доменная структура в монокристаллах ниобата лития	29
<i>Рудаков Г. А.</i> Синтез суперпарамагнитных наночастиц переходных металлов внутри углеродных нанооболочек	33
<i>Суфиянова Г. И., Спивак Л. В.</i> Фазовые превращения низкоуглеродистых мартенситных сталях	37
<i>Сюткина Е. А., Спивак Л. В.</i> Метаматериалы	40
<i>Томилова А. В., Азанова И. С.</i> Методы исследования гибридных волноводов в ниобате лития	42
<i>Трушникова Е. О.</i> Пироэлектрический коэффициент в ниобате лития и методы его измерения	45
<i>Фадеев К. М., Пономарев Р. С.</i> Моделирование внутренних напряжений в волоконно-оптическом соединении	49
<i>Шаркина Е. Д., Сосунов А. В.</i> Структура нанокристаллического аморфного сплава 2HCP	54
<i>Юрьев В. А., Волынцев А. Б., Сосунов А. В.</i> Микротвёрдость приповерхностного слоя LiNbO ₃	56
<i>Белов В. И., Захлевных А. Н.</i> Метод эффективного поля в физике жидкокристаллических коллоидов	59
<i>Мандрыкин С. Д., Макаров Д. В.</i> Динамика спиральной структуры	

слоя холестерика во вращающемся магнитном поле	64
<i>Нечаева А. В.</i> Реологические свойства смазки ЦИАТИМ 221	67
<i>Новиков А. А., Макаров Д. В.</i> Влияние слабого магнитного поля на спиральную структуру феррохолестерика в сдвиговом потоке	72
<i>Пермякова О. О., Попов В. А.</i> Экспериментальный анализ полимеров допированных жидким кристаллом	76
<i>Рушинская К. С.</i> Электроконвекция идеального диэлектрика в переменном электрическом поле	80
<i>Семенов Д. В., Петров Д. А.</i> Магнитные ориентационные переходы в ферронематике с бистабильным сцеплением частиц с матрицей.....	84
<i>Скоков П. К., Петров Д. А.</i> Ориентационные фазовые переходы в антиферромагнитных жидких кристаллах	88
<i>Уткин М. А., Макаров Д. В.</i> Супертвистовые пространственные деформации поля директора в слое ферронематика	92
<i>Хайртдинов Д. Ф., Макаров Д. В.</i> Разработка интерактивного приложения для минимизации функционала свободной энергии ферронематика в пакете Maple.....	96
<i>Загвозкин Т. Н., Голдобин Д. С.</i> Адвективное вымывание локализованных конвективных структур	100
<i>Кашина М. А.</i> Отклонение краевого угла цилиндрической капли в переменном электрическом поле	104
<i>Меньшиков А. И.</i> Устойчивость механического равновесия наносuspензии на основе бинарного раствора	108
<i>Демин В. А., Мухайлова Ю. Н.</i> Новый вибрационный механизм транспорта примеси в конвективных системах.....	112
<i>Гаврилов К. А., Демин В. А., Петухов М. И.</i> О влиянии зависимости вязкости от температуры на конвективные течения в ячейке Хеле - Шоу.....	116
<i>Прокопьев С. А., Любимова Т. П.</i> Надкритические режимы конвекции плоского горизонтального слоя при подогреве снизу под действием сил тяжести и высокочастотных вибраций	120
<i>Тюлькина И. В., Циберкин К. Б.</i> Конвективный пограничный слой на границе жидкости и пористой среды	124
<i>Буркова Л. Н., Рыбкин К. А.</i> Дрейф всплывающих многогранников	128
<i>Ощепков В. О., Бабушкин И. А., Кондрашов А. Н.</i> Исследование изменения фокуса линзы в зависимости от мощности источника излу-	

ния	131
<i>Соромотин А. А., Бабушкин И. А.</i> Исследование влияния алюминиевой пудры на конвекцию в плоском слое при воздействии поляризованных по кругу вибраций	133
<i>Крутинин М. А., Поляков В. Б.</i> Универсальный шлюз IoT	134
<i>Лопачев В. С., Карпов С. Б.</i> Разработка программного обеспечения для системы адаптивной пожарной безопасности газотурбинных агрегатов	138
<i>Соколов А. Ю., Поляков В. Б.</i> Информационная система для метрологической поверки средств измерений малых углов.....	141
<i>Селетков И. П., Теплюк О. В.</i> Мобильный клиент для интеллектуальной системы поддержки постановки диагноза	145
<i>Швецов Е. В., Ощепков А. Ю.</i> Разработка узла поверочной установки для автоматизации измерений объёма при использовании весового метода.....	149

Научное издание

ФИЗИКА ДЛЯ ПЕРМСКОГО КРАЯ

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

Выпуск 9

Издается в авторской редакции

Техническая подготовка и обработка материалов
Н. Н. Картавых

Подписано к использованию 13.07.2016.
Объем данных – 17 Мб. Тираж 100 экз.

Экземпляр электронного издания включает в себя
1 CD-R, 1 пластиковый бокс, 1 вкладыш в пластиковый бокс

Издательский центр
Пермского государственного
национального исследовательского университета
614990, Пермь, ул. Букирева, 15