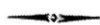


MIESIĘCZNIK
POŁOCKI.

Т о м I.
Р о к 1818.

*«Вестник Полоцкого государственного университета»
продолжает традиции первого в Беларуси литературно-
научного журнала «Месячник Полоцкий».*



ВЕСНІК ПОЛАЦКАГА ДЗЯРЖАУНАГА УНІВЕРСІТЭТА
Серыя С. Фундаментальныя навукі

У серыі С навукова-тэарэтычнага часопіса друкуюцца артыкулы, якія прайшлі рэцэнзаваўне, змяшчаюць новыя навуковыя вынікі ў галіне інфарматыкі і матэматыкі, фізікі.

ВЕСТНИК ПОЛОЦКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
Серия С. Фундаментальные науки

В серии С научно-теоретического журнала публикуются статьи, прошедшие рецензирование, содержащие новые научные результаты в области информатики и математики, физики.

HERALD OF POLOTSK STATE UNIVERSITY
Series C. Fundamental sciences

Series C includes reviewed articles which contain novelty in research and its results in computer science and mathematics, physics.

Адрес редакции:

Полоцкий государственный университет, ул. Блохина, 29, г. Новополоцк, 211440, Беларусь
тел. + 375 (214) 53 34 58, e-mail: vestnik@psu.by

Отв. за выпуск В.А. Груздев, С.Г. Ехилевский, Э.М. Пальчик.

Редакторы Р.Н. Авласенок, О.В. Мальцева. Техн. редактор Р.Н. Авласенок.

Подписано к печати 28.03.2013. Бумага офсетная 70 г/м². Формат 60×84¹/₈. Ризография.

Усл. печ. л. 13,49. Уч.-изд. л. 16,25. Тираж 100 экз. Заказ 561.

**СТАНОВЛЕНИЕ И РАЗВИТИЕ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
В ОБЛАСТИ ЭЛЕКТРОФИЗИКИ И ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ
В ПОЛОЦКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ**

*канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕСКИЙ,
канд. техн. наук, доц. Р.П. БОГУШ
(Полоцкий государственный университет)*

Инновационное развитие экономики невозможно без освоения результатов фундаментальных исследований, осуществляемых через практико-ориентированные научные разработки. В то же время выполнение практико-ориентированных научных работ часто приводит к появлению новых результатов, обогащающих фундаментальные знания.

В исторической перспективе развития Полоцкого государственного университета от политехнического института до полноценного классического университета научные направления исследований фундаментального и естественнонаучного профиля занимали существенное место в научной деятельности кафедр различных факультетов. Со временем тематика таких исследований менялась, формировались новые направления, концентрируя усилия молодых исследователей вокруг известных ученых. Создавались научные школы и научно-исследовательские лаборатории. Для решения возникающих технических и технологических задач зарождались новые научные направления, в том числе и в области современных информационных технологий, со временем развившихся в отдельное направление научных исследований, результаты которых находят применение в различных областях.

Примером такого эволюционного процесса может служить развитие на кафедре физики научного направления «**Плазменная эмиссионная электроника**».

В 1993 году, с началом работы в тогда еще Новополоцком политехническом институте профессора, доктора технических наук лауреата Государственной премии России в области науки и техники *В.А. Груздева* получило развитие новое для Беларуси научное направление. Постепенно сформировался научный коллектив, объединенный в научно-практическую лабораторию «*Электронная и ионная технологическая аппаратура*», успешно работающий в этой отрасли и в настоящее время. За относительно короткий срок были открыты *аспирантура* по специальности «*Вакуумная и плазменная электроника*» и *совет по защите кандидатских диссертаций*.

Однако на основании потребностей реального сектора экономики в научных разработках электрофизического профиля, опыта подготовки научных кадров на радиотехническом факультете и практики работы с предприятиями ученых университета возникла необходимость расширения спектра исследований. Развитие электрофизического направления нашло отражение в публикациях ученых университета в различных научных журналах, в том числе в журнале «Вестник Полоцкого государственного университета».

Открытие новых специальностей, развитие новых научных направлений, зарождение научных школ позволило расширить область научных исследований, что обусловило развитие в университете более широкого научного направления – **электрофизического**, включающего:

- плазменные процессы;
- технологии и оборудование;
- СВЧ-устройства и технологии;
- проблемы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом;
- ультразвуковые системы;
- лазерные устройства и технологии;
- энергетические проблемы – транспортировка;
- преобразование и хранение электроэнергии.

В настоящее время на кафедре физики радиотехнического факультета действуют *магистратура* и *аспирантура* по специальности «*Электрофизика. Электрофизические установки*», по которой обучались и обучаются выпускники различных факультетов ПГУ, а также физических и физико-математических факультетов других вузов (ВГУ, БГУ, МГПУ). Действует совет по защите кандидатских диссертаций по указанной специальности. За прошедший период по данной научной специальности защитили кандидатские диссертации 8 сотрудников ПГУ и других организаций. Продолжают развиваться научные школы – готовятся к защите докторская (*В.Г. Залесский*) и 3 кандидатские диссертации. Ежегодно в магистратуре обучаются 4 – 5 человек. По данному научному направлению в университете работают 2 профессора, доктора технических наук (*В.А. Груздев, Н.Н. Попок*), 9 кандидатов наук, 4 аспиранта и 8 магистрантов.

В Полоцком государственном университете научные исследования электрофизического профиля тесно связаны с перспективными для республики направлениями, свои разработки ученые проводят в активном сотрудничестве с коллегами из ведущих научных центров: Беларуси – ИТМО, ФТИ, Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, БГУИР, БГУ и др.; России – Всероссийский электротехнический институт (Москва), С-ПГЭТУ (ЛЭТИ, Санкт-Петербург), ряд научных организаций СО РАН г. Новосибирска (Институт теплофизики, Институт вычислительной математики и математической геофизики), Институт электрофизики УрО РАН (Екатеринбург), Бурятский научный центр (г. Улан-Удэ); Украины – Киевский политехнический университет; Болгарии – Институт электроники (г. София); Германии – Университет им. Лейбница (Ганновер).

Тематика электрофизических исследований, осуществляемых в университете, в том числе и в рамках различных государственных программ, отдельных проектов Министерства образования и БРФФИ, совместных проектов с российскими фондами включает широкий перечень направлений, развиваемых под руководством доктора и кандидатов:

- плазменная эмиссионная электроника (д-р техн. наук *В.А. Груздев*, канд. физ.-мат. наук *В.Г. Залесский*);
- воздействие СВЧ-излучения на вещество (канд. техн. наук *Ю.Г. Грозберг*);
- взаимодействие электромагнитного излучения с нелинейными средами (канд. техн. наук *С.В. Мальцев*);
- материаловедение полупроводников (канд. физ.-мат. наук *С.А. Вабищевич*);
- материаловедение в области создания различных датчиков и экранирующих систем (канд. техн. наук *Т.В. Молодечкина*).

Эти исследования имеют не только фундаментальный характер, но и важное прикладное значение. В области плазменной электроники исследования направлены на создание источников заряженных частиц различного технологического направления (РУП «МТЗ», ГНУ «ФТИ» НАН Беларуси). Сверхвысокочастотные устройства для сушки различных материалов (например, древесины) востребованы в промышленности (Российский институт леса и малые деревообрабатывающие предприятия). На основе исследований особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с нелинейными средами разрабатываются устройства для обнаружения скрытых объектов.

Кроме данных направлений на радиотехническом факультете зародились и в настоящее время продолжают успешно развиваться на факультете информационных технологий научные исследования, связанные с **математическим и компьютерным моделированием, обработкой и защитой информации, описанием численных методов и созданием комплексов компьютерных программ**.

Фундаментальные и прикладные исследования проводятся в следующих областях:

- математическое и компьютерное моделирование в машиностроении, приборостроении, нефтехимии, энергетике, экономике и социологии (под руководством д-ра техн. наук *С.Г. Ехилевского*, канд. техн. наук *А.Ф. Оськина*, *В.Е. Питолина*);
- описание численных методов расчета строительных конструкций и разработка комплексов компьютерных программ (под руководством канд. техн. наук *Д.О. Глухова*);
- защита информации (под руководством д-ра техн. наук *В.К. Железняк*);
- обработка видеoinформации (под руководством канд. техн. наук *Р.П. Богуша*).

В рамках научных исследований ведется подготовка *магистров и аспирантов* по специальности «*Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ*» (технические науки).

По инициативе профессора *В.К. Железняк* в университете открыта подготовка *магистрантов и аспирантов* по специальности «*Методы и системы защиты информации, информационная безопасность*». Впервые в Полоцком университете *К.Я. Рахановым* (руководитель д-р техн. наук, проф. *В.К. Железняк*) по данной специальности подготовлена и успешно защищена в 2013 году кандидатская диссертация.

По специальности «*Математическое моделирование, численные методы и комплексы программ*» успешно защищено более 10 магистерских диссертаций, среди которых 2 магистерские диссертации защитили граждане Ирака.

Фундаментальные исследования, как правило, проводятся на основании государственных программ научных исследований, в рамках которых получен ряд важных научных результатов, опубликованных и представленных как в Республике Беларусь, так и в странах ближнего и дальнего зарубежья (Российская Федерация, Украина, Молдова, США, Польша, Вьетнам и др.). Результаты фундаментальных научных исследований направлены на решение важных прикладных задач, что подтверждается внедрением разработок на различных предприятиях Республики Беларусь, Российской Федерации и Израиля.

Так, к одним из наиболее известных программных продуктов Полоцкого университета относятся пакеты прикладных программ RADUGA-БЕТА, R-БЕТА и БЕТА⁺ (*Д.О. Глухов*). Программный ком-

плекс RADUGA-БЕТА предназначен для выполнения строительных расчетов при проектировании зданий и сооружений; БЕТА⁺ – для обработки результатов при обследовании, проектировании реконструкции и усиления. В университете разработан не имеющий аналогов на территории стран СНГ программный комплекс R-БЕТА – комплекс статистического моделирования строительных конструкций, позволяющий определить параметры распределения функции предельного состояния и других эффектов от внешнего воздействия, выполнить техническую экспертизу и обработку данных обследования зданий и сооружений.

Данные программные комплексы внедрены во всех крупнейших проектных институтах и других проектных строительных организациях не только Республики Беларусь (Научно-проектное производственное объединение РУП «Стройтехнорм»; РУП «Институт НИПТИС»; Белорусско-американское СП «Бевалекс»; ПИРУП «Белжилпроект»; ОАО «Гродненский НИПИ азотной промышленности и продуктов органического синтеза»; ДКПИУП «Институт Витебксельстройпроект» и др.), но и Российской Федерации (ОАО «Южный инженерный центр энергетики» г. Ростов-на-Дону; ООО «Еврософт» г. Москва).

Разработанные по заказу Министерства образования Республики Беларусь электронные средства обучения «Физика. Электричество. Виртуальная лаборатория» и «Физика. Волновая оптика. Комплект компьютерных моделей» используются не только в нашей стране, но и коммерциализированы в Российской Федерации (Издатель – 1С-СофтКлуб). Среди ряда успешных прикладных работ, выполненных в рамках международного сотрудничества, следует также отметить комплекс программ процессинга платежей (заказчик ООО «Мобилплас», Российская Федерация) и инновационную образовательную систему *Wendimu* (заказчик «WENDIMU LTD», Израиль).

Высокий уровень разрабатываемых в Полоцком университете инновационных программных комплексов подтверждается рядом наград, полученных на различных международных выставках: Московский международный салон инноваций и инвестиций (г. Москва, 2009); Международная специализированная выставка по телекоммуникациям, информационным и банковским технологиям «ТИБО» (г. Минск, 2009, 2010, 2011, 2012); Международная выставка-конгресс «Высокие технологии. Инновации. Инвестиции» (г. Санкт-Петербург, 2010, 2013) и др.

Активная научная деятельность ученых университета в указанных направлениях и их тесные связи со своими коллегами, работающими в близких областях исследований в других научных организациях и учебных заведениях, обусловили постоянное поступление в редакцию журнала «Вестник ПГУ. Серия С. Фундаментальные науки» рукописей публикаций по данным научным направлениям. Спектр публикуемых материалов достаточно широк – от общефизических до современных результатов, полученных в конкретном научном направлении, в частности в области *электрофизики*, затрагивающих физику процессов в устройствах, работа которых связана с преобразованием и использованием электрической энергии, принципы создания и работы таких устройств, а также особенности технологий, реализуемых с применением подобных устройств. В области *информационных технологий* в журнале представляются результаты исследований ведущих ученых, которые занимаются вопросами математического и компьютерного моделирования, обработки сигналов и видеоизображений, защиты информации, синтеза интеллектуальных компьютерных систем и др. Тематика большинства представленных публикаций в данном номере журнала также соответствует научным направлениям по электрофизике и информатике.

ИНФОРМАТИКА

УДК 684.3

ЛОКАЛИЗАЦИЯ СЛЕДОВ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА В ЗАДАЧАХ МОНТАЖА АУДИОЗАПИСИ

*канд. техн. наук, доц. В.И. СОЛОВЬЕВ**(Восточноукраинский национальный университет имени В. Даля, Луганск);**д-р техн. наук, проф. О.В. РЫБАЛЬСКИЙ**(Национальная академия внутренних дел, Киев);**д-р техн. наук, проф. В.К. ЖЕЛЕЗНЯК**(Полоцкий государственный университет)*

Приведены результаты исследований по локализации следов цифровой обработки сигналов в задачах монтажа аудиофайлов. Направление исследований основывается на комплексном подходе при анализе и локализации монтажа. Подход базируется на различии статистических характеристик участков паузы между словами и речью.

В последние годы серьезное внимание уделяется вопросам разработки методов и средств автоматизации задачи выявления монтажа аудиозаписи [1]. Существует множество исследований и подходов к решению этой задачи. Однако на сегодняшний день неясно, в какой степени разрешима эта проблема и при каких условиях возможно обнаружение и локализация монтажа аудиосигнала.

Рассмотрим классическую постановку задачи. В звуковом файле с записью речевого сигнала осуществлена вставка фрагментов записи из другого звукового файла или осуществлена перестановка фрагментов записи из различных частей одного и того же файла. Требуется методами цифровой обработки звукового сигнала локализовать вероятное место монтажа. Далее приводится анализ эффективности различных подходов и излагаются результаты исследования возможностей нового направления.

Спектральные методы локализации монтажа. Возможность эффективного применения спектрального анализа к задаче выявления монтажа аудиофайла имеет специфику, существенно усложняющую решение. Монтаж, реализованный с использованием современных программных продуктов, локализован на малом временном интервале. Этот интервал зависит от частоты дискретизации файла и находится обычно в диапазоне от 0,0001 до 0,001 с для частоты дискретизации 44,1 кГц и 0,05...0,1 с для частоты 8 кГц. По порядку величины временного интервала это соизмеримо с $1/F$, где F – частота дискретизации.

На рисунках 1 и 2 приведены примеры «необработанного» монтажа двух фрагментов звукового файла.



Рис. 1. Иллюстрация монтажа в паузе (место монтажа – $T = 0,0625$ с)



Рис. 2. Иллюстрация монтажа в паузе (место монтажа – $T = 2,7120$ с)

В первом случае (см. рис. 1) визуально видно изменение характеристик аудиосигнала. Во втором (см. рис. 2) – практически никаких визуальных отличий нет. Здесь были подобраны фрагменты речи с близкими визуальными характеристиками пауз. При прослушивании второго фрагмента наличие вероятного монтажа выявляется ввиду логического несоответствия последовательности слов речи. Задача состояла в разработке автоматизированных методов и средств локализации мест вероятного монтажа. Поэтому данная иллюстрация показательна. Простая вставка визуально идентичных фрагментов не имеет никаких явных визуальных признаков монтажа. Применение методов спектрального анализа для выявления следов монтажа, неразличимых визуально, иногда может оказаться эффективным и в ряде конкретных случаев дает результат. Однако человеческий глаз обладает весьма высокими характеристиками по выявлению «аномалий», возможных в месте локализации монтажа. Маловероятно, что при отсутствии явно выраженных визуальных «аномалий», обусловленных наличием монтажа, методы спектрального анализа выявят его предполагаемое место в аудиозаписи. В большинстве случаев разрешающая способность спектральных методов не обеспечивает эффективное решение этой задачи. Эти замечания носят эвристический характер, однако, как будет показано далее, постановка задачи обнаружения места вероятного монтажа является весьма сложной и проблематичной.

Отдельного рассмотрения заслуживают методы обнаружения монтажа, основанные на идее изменения естественных фазовых характеристик сигнала при вставке «инородной» аудиозаписи. Достаточно многочисленные исследования в этой области стремятся доказать эффективность этого подхода. Но большинство исследователей не берут во внимание весьма важный фактор, который фактически ставит барьер на пути применения этих методик. Дело в том, что на сегодняшний день практически любая запись с запоминанием аудиоинформации осуществляется в сжатых форматах аудиофайлов. Наиболее широко используемый формат – MPEG формат аудиофайлов и его современные производные. Этот формат базируется на стандарте сжатия аудиоинформации, основой которого являются нейрофизиологические законы восприятия звуковой информации. Важной особенностью алгоритмов стандарта MPEG (как и других форматов сжатия) является несущественность фазовой части аудиоинформации при восприятии звука человеком (за исключением определения направления на источник звука). Эта информация после частотного преобразования Фурье исключается как несущественная. Таким образом, при исследовании аудиофайла (после обратного преобразования Фурье) искажение естественных закономерностей фазы, обусловленное монтажом аудиозаписи, не может быть обнаружено. После применения сжатия в современных форматах анализ фазы в большинстве задач речевых технологий лишен смысла.

Постановка задачи исследования. На рисунке 3 представлен характерный пример графика речевого аудиосигнала. Анализ подобных сигналов показывает, что в большинстве случаев характеристики сигнала в паузах визуально существенно отличаются, как минимум, по одному параметру – амплитуде сигнала в паузах. Это обусловлено вариабельностью шумов фона и в ряде случаев нестабильностью характеристик аппаратуры аудиозаписи сигнала на интервалах времени нескольких речевых фрагментов. При рассмотрении одной паузы эти характеристики достаточно стационарны в пределах паузы. Данное утверждение является эвристическим в постановочной части задачи исследования. Результаты исследо-

ваний многочисленных аудиофайлов подтверждают эту физическую посылку исследования. Ниже приведены результаты исследований по локализации монтажа аудиозаписи, которые основываются на сравнении статистических характеристик двух равных частей паузы. Исследуемый аудиофайл разбивается на сегменты, состоящие из пауз речи. Алгоритм выделения пауз в задачах автоматического выявления монтажа играет весьма важную роль. Точность разделения границ фрагментов речи и пауз в аудиофайлах оказывает очень сильное влияние на любые характеристики пауз при любом методе исследования.

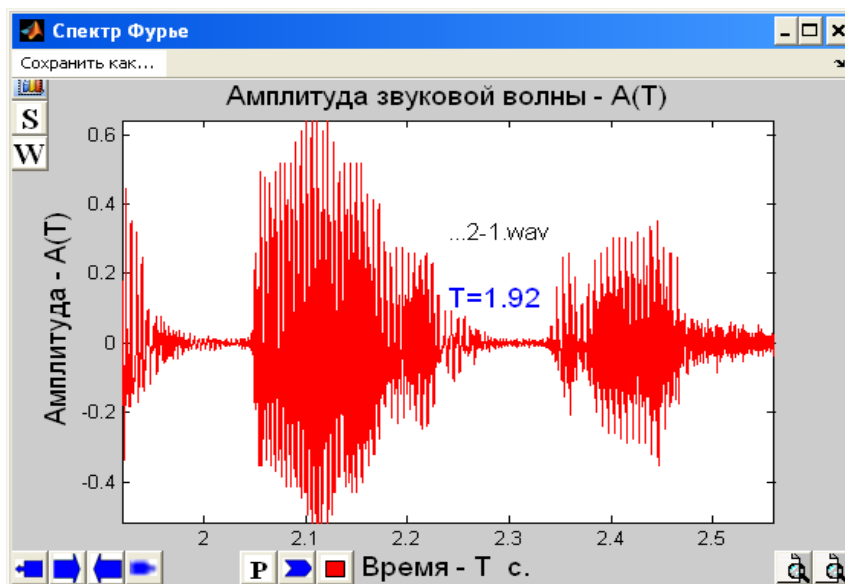


Рис. 3. График амплитуды речевого сигнала

В приводимых ниже исследованиях сегментация аудиофайла на фрагменты речи и паузы основывается на подходе, базирующемся на существенном отличии мультифрактальных характеристик пауз и фрагментов речи. Изложение сущности этой методологии является предметом отдельной работы и в данном исследовании не приводится.

Выявление монтажа осуществляется на основе комплексного подхода с анализом ряда статистических характеристик пауз. В задачах исследования монтажа важно применение методов анализа с высоким разрешением. Далее при оценках статистических характеристик пауз используются методы вейвлет-анализа.

После сегментации аудиофайла на фрагменты, состоящие из пауз, осуществляется разбиение каждой паузы на два равных по времени интервала. На каждом из интервалов рассчитываются две статистические характеристики: 1) среднее значение амплитуды звуковой волны и её дисперсия; 2) среднее значение характеристик деформации скейлограммы на основе вейвлет-преобразования с комплексным базисом Морле и дисперсия этой величины [2 – 4].

После расчета этих характеристик осуществляется сравнение значений соответствующих характеристик для двух половин каждой паузы с целью проверки статистической гипотезы о равенстве средних значений. Соответственно, при неравенстве средних значений хотя бы по одной из характеристик принимается (автоматически) решение о наличии возможного монтажа аудиозаписи. Такова общая концепция разработанного подхода.

Рассмотрим оценки по каждой из статистических характеристик. Первая характеристика, как показывают исследования, чувствительна к изменениям амплитудных характеристик фоновых сигналов при монтаже аудиосигнала. Вторая – выявляет возможные спектральные изменения при монтаже в паузах. Эти две характеристики охватывают большинство вариантов изменения характеристик сигнала при монтаже. Исключение – случаи, когда характеристики практически неизменны, но вследствие монтажа возможна какая-либо локальная аномалия в точке монтажа. На наш взгляд, подобная аномалия при условии выявления вряд ли может быть свидетельством о наличии монтажа.

Необходимо также отметить, что проведение данных исследований было бы невозможно без использования специализированных программных средств автоматизации фоноскопических исследований. Излагаемые результаты получены с применением системы автоматической идентификации аппаратуры аудиозаписи «Фрактал» [5].

Исследование статистических характеристик пауз с признаками монтажа. Анализ аудиоинформации с высоким пространственно-временным разрешением требует применения методов вейвлет-анализа [4]. Важную роль при выборе базиса для вейвлет-преобразования играет степень сродства базиса

с конкретным типом сигналов [4]. Анализ существующих базисов указывает на возможную эффективность в задачах обработки аудиоинформации комплексного вейвлета Морле [4]. В рамках данного исследования была произведена оценка эффективности этого базиса для решения поставленных задач. Общая методология применения данного вейвлет-базиса состоит в следующем.

Рассмотрим введенную в постановочном разделе характеристику – среднее значение деформации скейлограммы на основе вейвлет-преобразования с комплексным базисом Морле.

Преобразование Морле осуществлялось на основе комплексного вейвлета Морле [3]:

$$C_{mor}(t_i, F_b, F_c) = (\pi F_b)^{0.5} \exp(j2\pi F_c t_i) \exp\left(-\frac{t_i^2}{F_b}\right), \quad (1)$$

где F_b – параметр ширины вейвлета; F_c – центральная частота вейвлета; t – дискретные временные отсчеты; j – комплексная единица.

Для каждого временного отсчета паузы на малом временном интервале осуществлялось дискретное преобразование Морле с варьированием в определенном диапазоне параметров F_b и F_c . Строилась для каждого временного отсчета (в каждый момент времени) скейлограмма в виде трехмерной зависимости модуля амплитуды вейвлет-преобразования от параметров F_b и F_c (рис. 4).

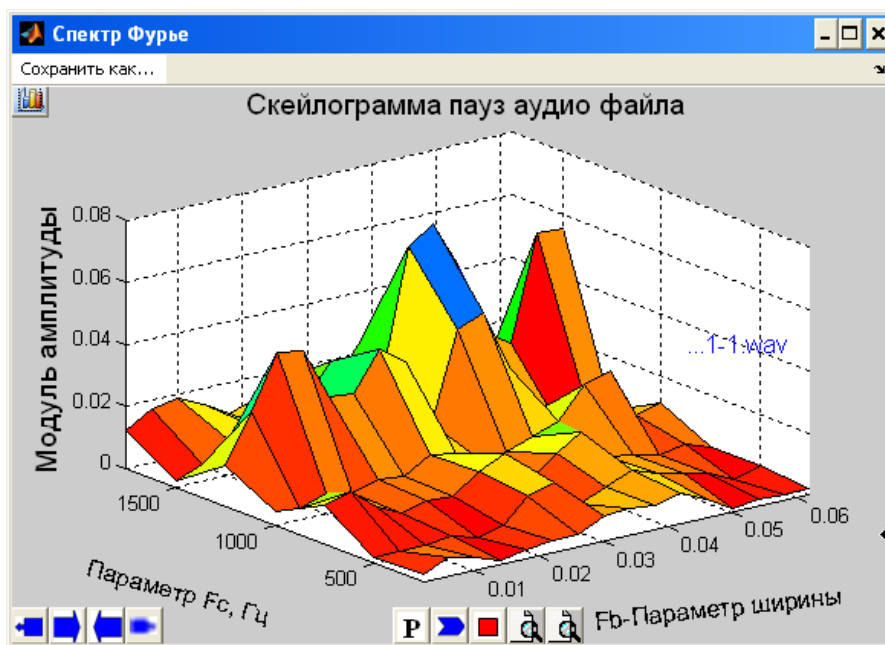


Рис. 4. Скейлограмма фрагмента паузы аудиофайла в координатах F_b, F_c (фиксированный временной отсчет на малом временном интервале)

После этого методами статистического анализа осуществлялось сравнение статистических характеристик распределения подобных скейлограмм для двух половин паузы. И на основе критериев принятия статистических гипотез принималось решение о наличии отличий статистических характеристик скейлограмм двух частей паузы.

Однако подобный строгий подход обладает высокой вычислительной сложностью, которая не может быть реализована при практических вычислениях на современных компьютерах. Причиной сложности является двухпараметричность вейвлета Морле и неортогональность составляющих его базиса. Ввиду этого был разработан вариант с приемлемой вычислительной сложностью. Выбранная половина паузы делилась на несколько равных по времени отрезков. Для каждого из отрезков – временных интервалов выбранной половины паузы – вычислялись дискретные свертки вейвлета Морле с аудиосигналом (1) и в каждой временной точке рассчитывался модуль амплитуды коэффициентов преобразования при фиксированном параметре F_b с дискретным варьированием центральной частоты в диапазоне от 100 до 4000 Гц (для файлов с частотой дискретизации 8 кГц) и от 100 до 20000 Гц (для файлов с частотой дискретизации 40 кГц) с различным шагом дискретизации по частоте. Число разных частот, для которых выполнялись преобразования, равнялось 70. Выбор этой величины обусловлен достаточно высокой вычислительной сложностью, с одной стороны, и достаточным для практических целей приближением, с другой стороны, при построении скейлограммы.

После вычисления модуля амплитуды вейвлет-преобразования с базисом Морле вычислялась величина – «характеристика деформации» скейлограммы:

$$D_m = \frac{\sum_{F_c} A(F_c) \cdot F_c}{\sum_{F_c} A(F_c)}, \quad (2)$$

где D_m – количественная характеристика деформации скейлограммы; $A(F_c)$ – модуль амплитуды вейвлет-преобразования для частоты F_c .

Суммирование осуществляется для всего набора частот.

Предлагаемая характеристика определяет «геометрический центр тяжести скейлограммы» на определенном временном интервале по частоте. При смещении частотных характеристик в ту или иную сторону изменяется и эта характеристика.

После указанных расчетов в каждой временной точке подынтервалов паузы вычислялось среднее значение этой характеристики и ее дисперсия для каждой половины паузы (G, D_{mm}). Эти величины для каждой половины паузы позволяют на основе, например, статистического критерия Стьюдента осуществить проверку гипотезы об идентичности спектральных характеристик сигнала в двух частях паузы.

На рисунках представлены в качестве иллюстрации пространственные скейлограммы для двух участков пауз с наличием монтажа и отличными в двух половинах паузы деформациями спектра (рис. 5) и без монтажа (рис. 6).

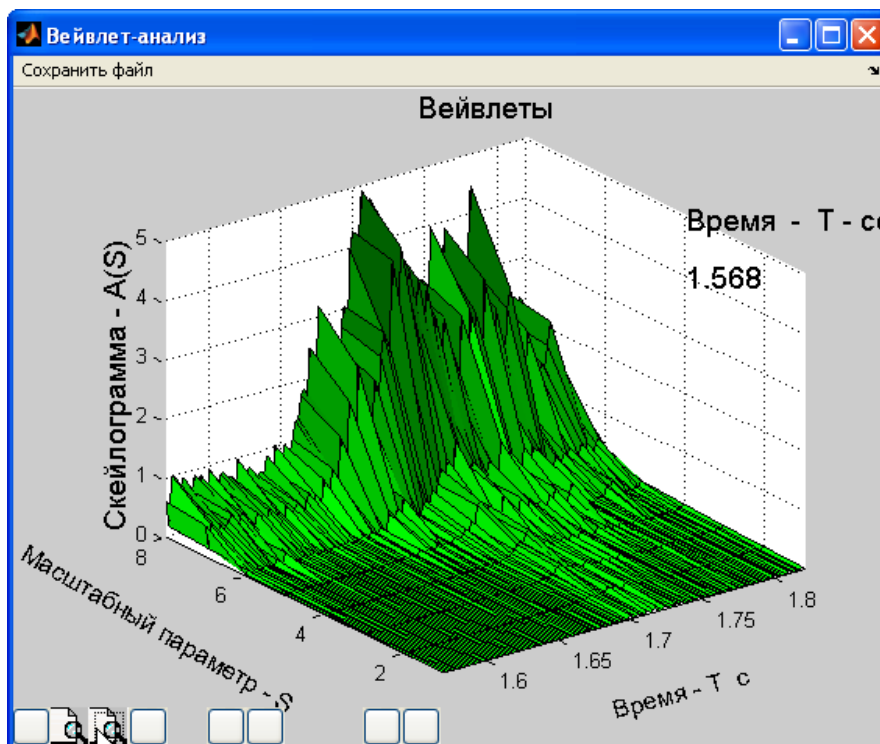


Рис. 5. Пространственная скейлограмма участка паузы с монтажом аудиозаписи

Скейлограммы построены для 8 масштабных факторов, которые на графике пронумерованы в порядке уменьшения эквивалентной центральной частоты вейвлета Морле. На иллюстрациях отчетливо видно отличие в двух половинах паузы характеристик для варианта с монтажом (см. рис. 5). Необходимо подчеркнуть важный момент для рассматриваемого критерия деформации скейлограммы – этот критерий чувствителен к перераспределению энергии между частотами. Определение величин критерия деформации и его дисперсии для первого и второго варианта иллюстраций и проверка гипотезы равенства этой величины для двух половин каждой из пауз по критерию Стьюдента показывают отличие этих величин для первого (см. рис. 5) и их равенство для второго (см. рис. 6) графиков с вероятностью ошибки второго и первого рода соответственно не более 0,023. Приведенный критерий, связанный с частотными характеристиками аудиосигнала, в некоторых случаях, как показывают исследования, уступает по эффективности критерию равенства средних значений амплитуд в двух половинах паузы. Так, например, на рисунке

7 представлена иллюстрация, на которой реализован монтаж из двух участков аудиофайла с практически идентичными частотными характеристиками, но с различным по интенсивности уровнем шума. Критерий деформации скейлограммы показывает идентичность величин деформации в двух частях паузы, но средние значения звуковой амплитуды в двух половинах паузы существенно отличаются. В этом случае, достаточно часто встречающемся на практике, необходимо применять среднее значение абсолютной величины амплитуды звуковой волны (и дисперсию этой величины).

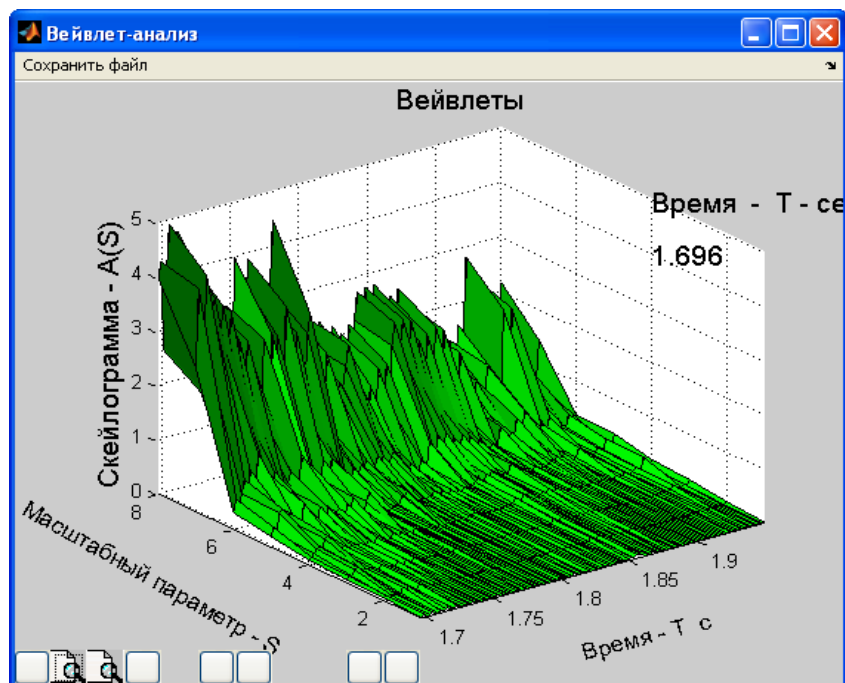


Рис. 6. Пространственная скейлограмма участка паузы без монтажа аудиозаписи

На рисунках 7 и 8 продемонстрирована работа «идентификатора монтажа» на участке паузы с монтажом аудиозаписи в рамках системы идентификации аппаратуры аудиозаписи «Фрактал» [5].

На рисунке 7 показаны распределения «идентификатора монтажа» для паузы без монтажа; на рисунке 8 – с монтажом. В качестве идентификатора монтажа выступает распределение среднего значения амплитуд звуковой волны в двух половинах паузы.

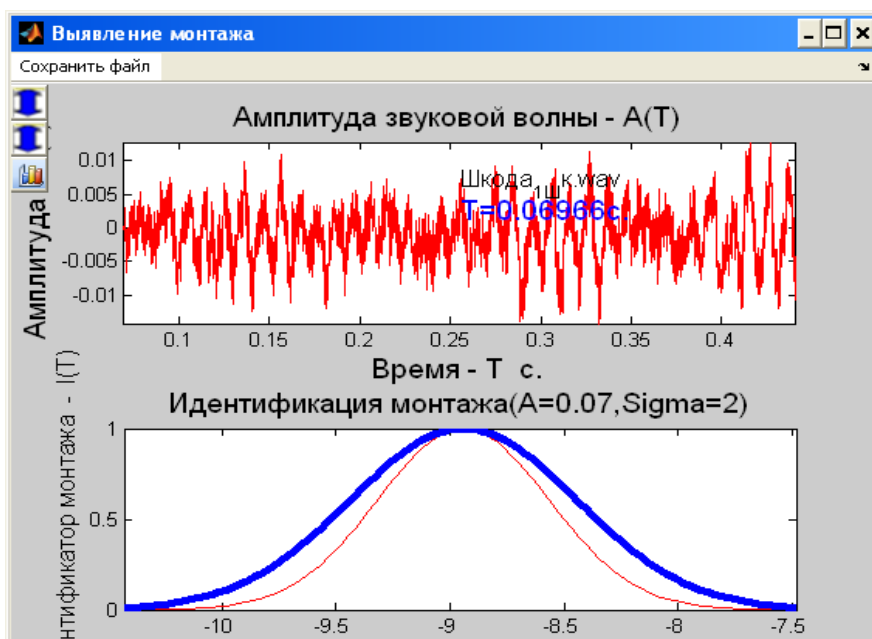


Рис. 7. Распределение среднего значения амплитуды звуковой волны (пауза без монтажа)

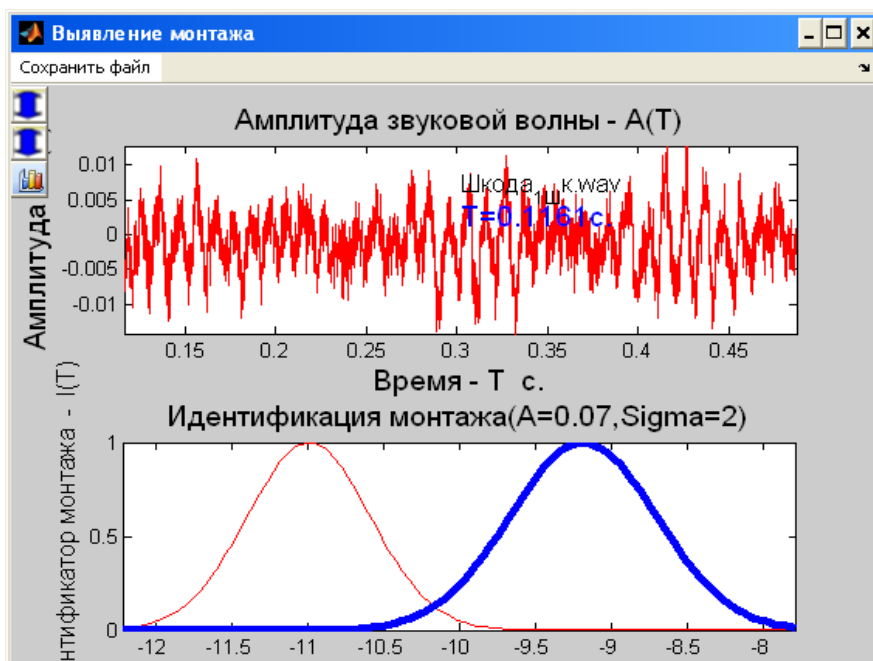


Рис. 8. Распределение среднего значения амплитуды звуковой волны (пауза с монтажом)

Заключение. Решение задачи автоматического выявления и локализации монтажа аудиофайла требует комплексного подхода с применением различного набора статистических характеристик пауз. Необходим анализ изменения как частотных характеристик аудиосигнала в пределах паузы, так и амплитудных изменений, которые могут не учитываться частотными характеристиками. Применение методик выявления монтажа по статистическим характеристикам различных пауз, как косвенно указывает данное исследование, малоэффективно. Статистические характеристики пауз обладают значительной вариабельностью в пределах одного и того же аудиофайла, применительно к задачам выявления монтажа (в других задачах анализа, например различных аудиофайлов, это может оказаться эффективным). Для эффективного решения задач локализации мест вероятного монтажа аудиофайла целесообразно применение методов вейвлет-анализа с высоким разрешением как по частоте, так и по времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кобозева, А.А. Разработка общей теории выявления следов цифровой обработки сигналограмм и ее реализация аппаратно-программным комплексом «Теорема-М» / А.А. Кобозева, О.В. Рыбальский, В.И. Соловьев // Сучасна спеціальна техніка. – Киев, 2010. – № 1 (20). – С. 5 – 14.
2. Основы цифровой обработки сигналов / А.И. Солонина [и др.]. – 2-е изд. – СПб.: БХВ-Петербург, 2005. – 386 с.
3. Айфичер, Э. Цифровая обработка сигналов / Э. Айфичер, Б. Джервис. – СПб.: БХВ-Петербург, 2004. – 989 с.
4. Мала, С. Вейвлеты в обработке сигналов / С. Мала. – М.: Мир, 2005. – 671 с.
5. Рыбальский О.В. Система идентификации аппаратуры аудиозаписи на основе мультифрактального подхода / О.В. Рыбальский, В.И. Соловьев // Вісник Східноукраїнського національного університету. – 2010. – № 9 (151). – С. 58 – 64.

Поступила 21.01.2013

LOCALIZATION OF TRACKS OF SIGNAL PROCESSING IN TASKS OF ARRANGEMENT OF AUDIO RECORDING

V. SOLOVYOV, O. RYBALSKY, V. ZHELEZNYAK

The results of studies of the localization of the tracks of digital signal processing in tasks of arrangement of audiofiles are shown. The direction of research is based on an integrated approach for the analysis and localization of the arrangement. The approach is based on the difference of the statistical characteristics of parts of speech pauses between words and speech.

УДК 550.837.75:553.98

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В РЕЖИМЕ ДВУХЧАСТОТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

канд. техн. наук, доц. В.Ф. ЯНУШКЕВИЧ
(Полоцкий государственный университет)

Демонстрируются результаты моделирования взаимодействия электромагнитных волн в режиме двухчастотного сигнала с анизотропной средой над углеводородной залежью. Представлена модель залежей нефти и газа. Приведен тензор диэлектрической проницаемости среды над углеводородными залежами в режиме двухчастотного сигнала. Исследовано поведение компонентов тензора в зависимости от вариации частоты столкновений электронов с тяжелыми частицами. Представлены результаты расчетов частот, на которых диэлектрическая проницаемость среды обращается в ноль. Проведенное моделирование способствует оптимизации радиотехнических систем для поиска и оконтуривания границ залежей. Результаты исследований могут быть использованы в области геофизики, радиолокации.

Введение. В геологии и геофизике проведение экспериментальных исследований залежей полезных ископаемых сопряжено с определенными проблемами, связанными с пространственным размещением объекта испытаний и организации, проводящей исследования. Проведение опытов в полевых условиях связано с материальными, финансовыми и транспортными проблемами.

Проведение физического моделирования в геофизике связано с большими трудностями, так как прежде всего нарушается геометрическое подобие натурального объекта и модели. Объем породы, исследуемой в лабораторных условиях, не соответствует ее объему в природных условиях залегания, который изучается геофизическими методами в скважинных вариантах и особенно методами полевой геофизики. Сложность физического моделирования горных пород заключается также в том, что в природных условиях исследуемый объект не является изолированной системой и занимает определенное пространственное положение среди других пород, обладающих иными геофизическими характеристиками, и находится с ними в физико-химическом и термодинамическом взаимодействии. При извлечении породы с той или иной глубины с конкретными термодинамическими условиями на поверхность (в атмосферные условия) нарушается внутренняя структура горной породы, что оказывает значительное влияние на её геофизические характеристики. Нарушение первоначальной структуры породы связано с образованием в ней дополнительной трещиноватости, усыханием и растрескиванием глинистого цемента, изменением порового объема породы за счет обратимых и необратимых деформаций скелета и т.п. И тем не менее для изучения основных закономерностей поиска полезных ископаемых используется моделирование физических процессов.

Теоретический анализ. В данной работе проводится моделирование процессов в анизотропных средах (АС), образующихся над залежами полезных ископаемых, физические процессы в которых аналогичны процессам в плазмоподобных средах. Особенно актуальны данные исследования для поиска и оконтуривания АС, образующихся над местонахождением нефти и газа (углеводородов). Модель углеводородной залежи (УВЗ) представлена на рисунке 1 [1].

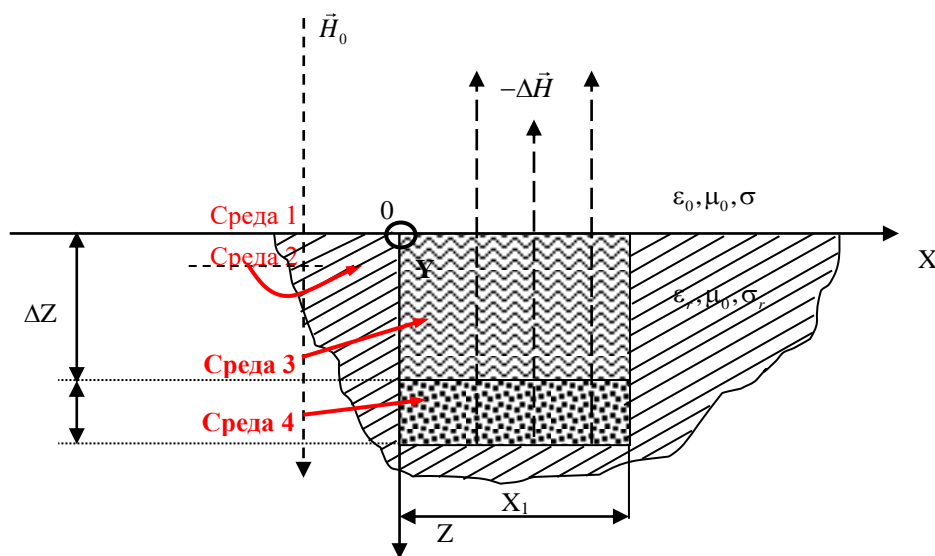


Рис. 1. Модель разреза геологического профиля над углеводородной залежью

Окружающее углеводороды пространство (среда 1) находится в химическом, физическом и термодинамическом равновесии с контуром вмещающих пород (среда 2). Это обстоятельство выполняется для среды вне контура залежи нефти и газа. Вмещающие породы в этой области содержат твердый кристаллический скелет пород, пронизанный электролитом верхних растворов солей и проводящими включениями за счет минералов с электронной проводимостью. Над УВЗ (среда 4) под воздействием высоких температур и пластового давления происходят поляризационные процессы, и на границе контакта с окружающей углеводороды средой 2 образуется промежуточная область (среда 3), характеризующаяся избытком свободных электронов, преобладанием восстановительных процессов, связанных с переходом химических элементов осадочных пород в низковалентное состояние. Данные процессы приводят к появлению геомагнитной аномалии $\Delta \vec{H}$ над залежью, в результате среда над углеводородами принимает характер АС. Применение колебаний сложной формы для определения границ и идентификации УВЗ позволяет повысить точность и достоверность геологоразведочных работ.

Современные электромагнитные методы (ЭММ) поиска предполагают наличие хорошей теоретической базы анализа взаимодействия электромагнитных волн (ЭМВ) со средой над УВЗ, позволяющей осуществлять качественную и количественную оценку электродинамических параметров сред, что лежит в основе оптимизации амплитудно-временных параметров сигналов, используемых для поиска и оконтуривания границ УВЗ [2].

Применение в геофизике ЭММ с использованием двухчастотных сигналов [3; 4] позволяет повысить чувствительность аппаратуры и производительность поиска залежей нефти и газа.

Проведем анализ взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ при использовании двухчастотного сигнала вида

$$\vec{e}(t) = \vec{e}_1(t) + \vec{e}_2(t) = E_1 \cos \omega_1 t + E_2 \cos \omega_2 t, \quad (1)$$

где $E_1, E_2, \omega_1, \omega_2$ соответственно амплитуды и частоты двух ЭМВ.

Тензор диэлектрической проницаемости среды над УВЗ для данного вида взаимодействия имеет вид [3]:

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{\epsilon}_1 &= \epsilon_r \frac{\tilde{\omega}_1}{\omega_2} + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_{ni}^2 \tilde{\omega}_1}{\omega_2} \frac{\omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2 - v_i^2}{(v_i^2 + \omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2)^2 + 4\tilde{\omega}_1^2 v_i^2} - \right. \\ &\quad \left. - j \left[\frac{-\epsilon_r k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha t}{1 + k_E \cos \alpha t} + \frac{\sigma_r}{\omega_2 \epsilon_0} + \frac{\omega_{ni}^2 v_i}{\omega_2} \frac{\tilde{\omega}_1^2 + v_i^2 + \omega_{ri}^2}{(v_i^2 + \omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2)^2 + 4\tilde{\omega}_1^2 v_i^2} \right] \right\}, \\ \dot{\epsilon}_2 &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_{ni}^2 \omega_{ri}}{\omega_2} \frac{\omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2 + v_i^2}{(v_i^2 + \omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2)^2 + 4\tilde{\omega}_1^2 v_i^2} - \frac{2j \tilde{\omega}_1 v_i \omega_{ni}^2 \omega_{ri}}{[(v_i^2 + \omega_{ri}^2 - \tilde{\omega}_1^2)^2 + 4\tilde{\omega}_1^2 v_i^2] \omega_2} \right\}, \\ \dot{\epsilon}_3 &= \epsilon_r \frac{\tilde{\omega}_1}{\omega_2} + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_{ni}^2 \tilde{\omega}_1}{\omega_2} \frac{1}{v_i^2 + \tilde{\omega}_1^2} - j \left[\frac{-\epsilon_r k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha t}{1 + k_E \cos \alpha t} + \frac{\sigma_r}{\omega_2 \epsilon_0} + \frac{\omega_{ni}^2 v_i}{\omega_2} \frac{1}{\tilde{\omega}_1^2 + v_i^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right. \quad (2)$$

Здесь ϵ_r, σ_r – соответственно диэлектрическая проницаемость и проводимость среды над УВЗ:

$$\tilde{\omega}_1 = \omega_2 \cdot [k_\omega + k_E^2 + k_E \cdot (1 - k_\omega) \cdot \cos \alpha t]; \quad (3)$$

$$k_\omega = \frac{\omega_1}{\omega_2}; \quad (4)$$

$$k_E = \frac{E_2}{E_1}, \quad (5)$$

где $\alpha = \omega_2 - \omega_1$; ω_{ni}, ω_{ri} – плазменная и гиротропная частоты; v_i – частоты столкновений частиц; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Результаты и их обсуждение. Рассмотрим влияние на параметры тензора диэлектрической проницаемости среды на УВЗ частоты столкновений электрона с тяжелыми частицами, которая для реальных местонахождений углеводородов лежит в диапазоне $(0,3...1,5) \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$.

Каждую из компонент тензора можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_1 &= \epsilon'_1 - j\epsilon''_1; \\ \dot{\epsilon}_2 &= \epsilon'_2 - j\epsilon''_2; \\ \dot{\epsilon}_3 &= \epsilon'_3 - j\epsilon''_3,\end{aligned}\tag{6}$$

где $\epsilon'_1, \epsilon'_2, \epsilon'_3$ – диэлектрические проницаемости; $\epsilon''_1, \epsilon''_2, \epsilon''_3$ – диэлектрические потери для каждой из составляющих.

Анализ составляющих тензора диэлектрической проницаемости по всем трем координатным осям позволяет повысить информативность ЭММ поиска УВЗ. Моделирование характера физических процессов в АС приводит к оптимизации характеристик ЭМВ, распространяющихся над залежью. Учет поведения как вещественных, так и мнимых частей тензора диэлектрической проницаемости среды над УВЗ позволяет определить характер импеданса.

Зависимости вещественных частей диэлектрической проницаемости среды над УВЗ приведены на рисунках 2 и 3.

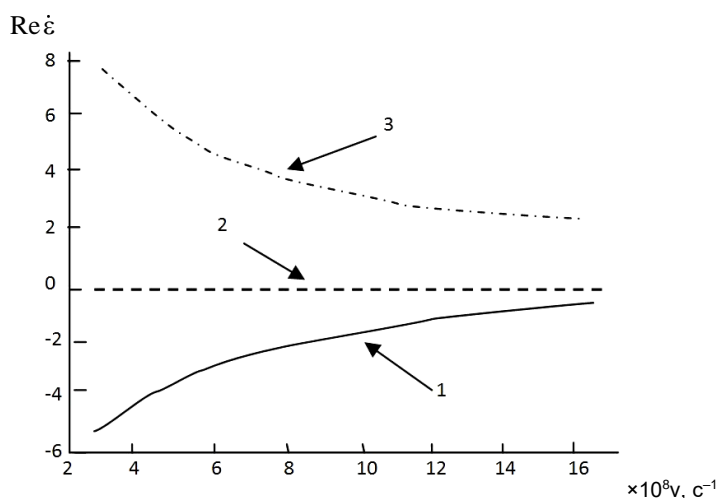


Рис. 2. Зависимость вещественных частей диэлектрической проницаемости от частоты столкновений при $k_0 = 0,01$:

1 – для ϵ'_1 ; 2 – для ϵ'_2 ; 3 – для ϵ'_3

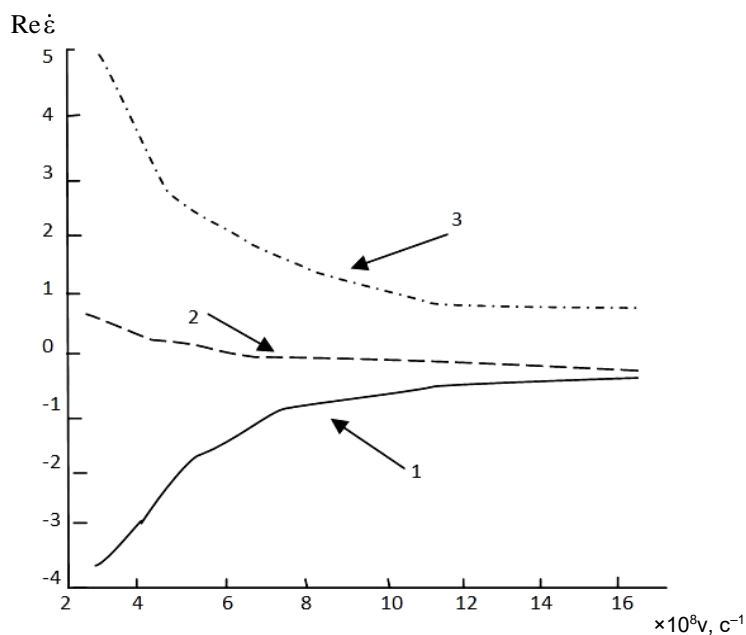


Рис. 3. Зависимость вещественных частей диэлектрической проницаемости от частоты столкновений при $k_0 = 0,005$:

1 – для ϵ'_1 ; 2 – для ϵ'_2 ; 3 – для ϵ'_3

Как видно из полученных зависимостей, составляющая тензора ϵ'_1 увеличивается с ростом частоты столкновений, причем при высоких значениях ν величина ϵ'_1 стремится к нулю.

Вариация параметра k_ω оказывает влияние на модуляцию вещественной части диэлектрической проницаемости.

На поведение соответствующего тензора ϵ_2 частота столкновений практически не влияет. Значение $\epsilon'_2 \approx 0$ на всем отрезке исследуемых величин ν , за исключением низких величин частоты столкновений, где наблюдается небольшая модуляция данной характеристики. Составляющая тензора ϵ'_3 уменьшается с ростом частоты столкновений. Изменение параметра k_ω оказывает влияние на диэлектрическую проницаемость.

Зависимости мнимых частей диэлектрической проницаемости приведены на рисунках 4 и 5.

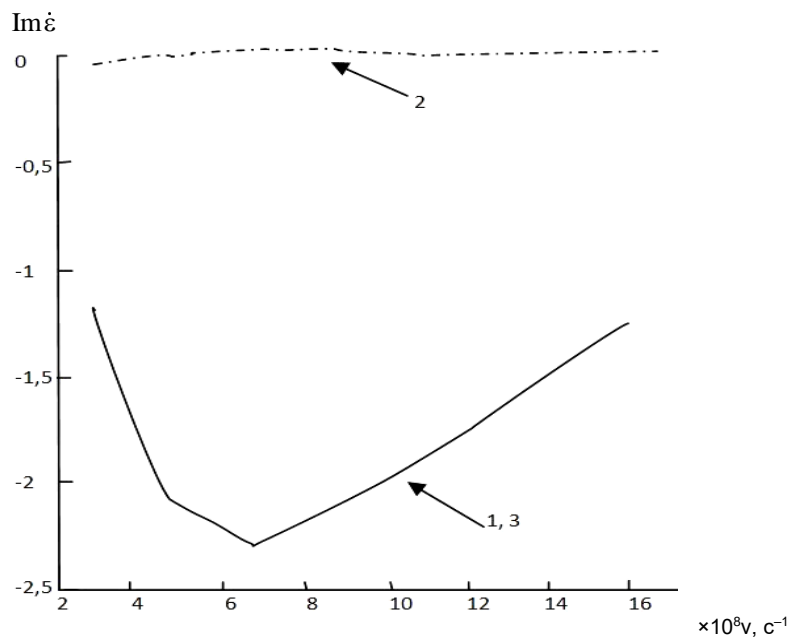


Рис. 4. Зависимость мнимых частей диэлектрической проницаемости от частоты столкновений при $k_\omega = 0,01$:

1 – для ϵ''_1 ; 2 – для ϵ''_2 ; 3 – для ϵ''_3

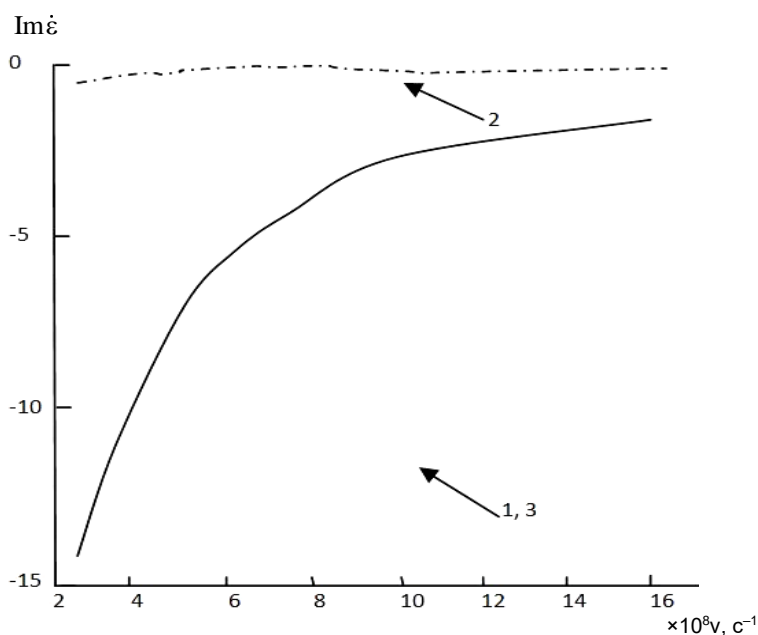


Рис. 5. Зависимость мнимых частей диэлектрической проницаемости от частоты столкновений при $k_\omega = 0,05$:

1 – для ϵ''_1 ; 2 – для ϵ''_2 ; 3 – для ϵ''_3

Численные исследования составляющих тензора диэлектрической проницаемости для единичного коэффициента ионизации

$$k_u = \frac{N_u}{N_e}, \quad (7)$$

где N_u и N_e – концентрации ионов и электронов, определяющих плазменную частоту АС,

$$\omega_{ni} = g \sqrt{\frac{N_i}{m\varepsilon_0}} \quad (8)$$

свидетельствуют о наличии резонансных свойств среды над залежью.

В формуле (8) g и m – соответственно заряд и масса частиц.

Как видно из рисунков 4, 5, для ε_1'' и ε_3'' характерны точки экстремума, соответствующие минимуму этих величин при частоте столкновения $\nu \approx 0,7 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ и $k_\omega = 0,01$. Для ε_2'' при $k_\omega = 0,01$ свойственно плавное увеличение с ростом величины ν . При $k_\omega = 0,05$ для всех трех величин $\varepsilon_1'', \varepsilon_2''$ и ε_3'' наблюдается их плавное увеличение с ростом частоты столкновений. Для обоих случаев (при $k_\omega = 0,01$ и при $k_\omega = 0,05$) зависимости ε_1'' и ε_3'' от величины ν имеют близкие по величине значения и сливаются в один график.

С точки зрения электродинамики представляет большой интерес определение частот, на которых выполняются условия $\text{Re} \dot{\varepsilon}_R = 0$, где $\dot{\varepsilon}_R = \dot{\varepsilon}_1 + \dot{\varepsilon}_2$.

Результаты анализа представлены в таблице.

Значения частот, удовлетворяющих условию $\text{Re} \dot{\varepsilon}_R = 0$

Параметр k_ω	Параметр k_E	Значение частоты f_{2n} , Гц	Значение частоты f_{2g} , Гц
0,05	10^{-1}	$0,98 \cdot 10^7$	$1,15 \cdot 10^9$
0,05	10^{-3}	$1,88 \cdot 10^7$	$2,25 \cdot 10^9$
0,05	10^{-6}	$1,92 \cdot 10^7$	$2,31 \cdot 10^9$
0,02	10^{-1}	$1,00 \cdot 10^7$	$1,18 \cdot 10^9$
0,02	10^{-3}	$1,98 \cdot 10^7$	$2,33 \cdot 10^9$
0,02	10^{-6}	$2,00 \cdot 10^7$	$2,35 \cdot 10^9$
0,01	10^{-1}	$1,10 \cdot 10^7$	$2,08 \cdot 10^9$
0,01	10^{-3}	$8,86 \cdot 10^7$	$0,95 \cdot 10^9$
0,01	10^{-6}	$9,02 \cdot 10^7$	$1,85 \cdot 10^9$

Частота f_{2n} соответствует меньшему значению частоты, при которой действительная часть ε_R равняется нулю, а f_{2g} – большему.

Результаты моделирования свидетельствуют об изменении резонансных свойств среды над УВЗ при вариации характеристик зондирующей ЭМВ.

Использование радиоэлектронной аппаратуры с возможностью контролирования параметров k_ω и k_E позволяет повысить информативность методов поиска. Качественная и количественная оценка электродинамических характеристик сред дает возможность оптимизации параметров сигналов для зондирования углеводородов. При более низких параметрах k_E и k_ω частоты перехода смещаются вправо по частотной оси.

Заключение. Проведено моделирование физических процессов среды над УВЗ в режиме двух-частотного сигнала. Рассмотрено влияние частоты столкновений частиц на компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды над углеводородами. Приведены оптимальные значения частот зондирующего сигнала, на которых эффект от взаимодействия проявляется наиболее интенсивно.

Проведенный теоретический анализ позволил дать рекомендации по использованию наиболее эффективных соотношений между параметрами ЭМВ с точки зрения оптимального обнаружения.

Результаты исследований в целом могут быть использованы в области радиолокации, поисковой геофизике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москвичев, В.Н. Исследование взаимодействия электромагнитных волн с углеводородной залежью / В.Н. Москвичев // Радиотехника и электроника. – Минск: Выш. шк., 1989. – Вып. 18. – С. 91 – 96.
2. Фролов, А.Д. Поиски нефтегазовых месторождений радиоволновыми методами / А.Д. Фролов, В.Д. Озеров // Региональная разведка и промысловая геофизика. – М.: ВИЭМС, 1969. – № 19. – С. 32.
3. Гололобов, Д.В. Радиотехнические системы поиска и идентификации углеводородных залежей в режиме двухчастотного взаимодействия / Д.В. Гололобов, В.Ф. Янушкевич // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2002. – № 1. – С. 49 – 54.
4. Гололобов, Д.В. Взаимодействие электромагнитных волн и углеводородных залежей / Д.В. Гололобов. – Минск: Бестпринт, 2009. – 186 с.

Поступила 04.01.2013

MODELLING OF PHYSICAL PROCESSES IN THE ANISOTROPIC MEDIUM IN THE MODE OF TWO-FREQUENCY INTERACTION

V. YANUSHKEVICH

Results of modelling of the interaction of electromagnetic waves in the mode of a two-frequency signal with anisotropic medium over hydrocarbon deposit are presented. The model of oil and gas deposits is shown. Tensor of dielectric conductivity of medium over hydrocarbon deposits in the mode of two-frequency signal is given. Conduct of the components of the tensor depending on the variation of the collision rate of electrons with heavy particles is studied. Best values of frequencies of a probing signal on which the effect from interaction is shown most intensively are given. As a result of the carried-out theoretical analysis recommendations about the usage of the most efficient ratios between parameters of electromagnetic waves from the point of view of optimum detection can be made. Results of the research can be used in the field of radiolocation, search geophysics.

УДК 621.391

**ДЕМОДУЛЯТОР СИГНАЛОВ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ МАНИПУЛЯЦИИ
С АДАПТИВНЫМ ПОРОГОМ ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЯ**

д-р техн. наук, доц. С.В. ДВОРНИКОВ

(Военная академия связи им. Маршала Советского Союза С.М. Буденного, Санкт-Петербург);

В.В. БОРИСОВ

(НПФ «ТИРС», Санкт-Петербург);

А.Г. МОСКАЛЕЦ, Е.В. КАЗАКОВ

(Государственный научно-исследовательский институт прикладных проблем, Санкт-Петербург);

А.В. ЖЕЛЕЗНЯК

(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»);

Д.С. РЯБЕНКО

(Полоцкий государственный университет)

Демонстрируются результаты аналитических исследований и данные компьютерного эксперимента по обоснованию выбора порога принятия решения при демодуляции сигналов с относительной фазовой манипуляцией. Для этих целей доказывается целесообразность учета апостериорных вероятностей о демодулированных символах. Представлены основные этапы алгоритма, реализующего разработанный научный подход.

Согласно [2], процесс демодуляции сигналов относительной фазовой манипуляции (ОФМ) сводится к однозначному отображению реализации S_k ($k = 0, 1$) в пространстве допустимых значений $V_k = \{V_0, V_1\}$. Причем $S_0 \in V_0$, а $S_1 \in V_1$. Тогда граница, разделяющая пространства V_1 и V_0 , определяется величиной различия векторов S_1 и S_0 :

$$\Delta l = d^{-1} \ln(p(0)/p(1)), \quad (1)$$

где d – разность векторов S_1 и S_0 ; $p(1)$ и $p(0)$ – априорные вероятности передачи сигналов S_1 и S_0 соответственно.

Следовательно, порог принятия решения по отнесению принятой реализации S_k к одной из областей V_1 и V_0 полностью определяется априорными вероятностями передачи сигналов по каналу связи.

Если демодулятор способен сохранять результаты обработки N элементов, то частность проявления сигналов S_1 и S_0 определяется как

$$\tilde{p}(1) = n_1/N \text{ и } \tilde{p}(0) = n_0/N, \quad (2)$$

где n_1 и n_0 – количество решений о приёме S_1 и S_0 .

При $N \rightarrow \infty$ результат (2) можно рассматривать как апостериорные вероятности появления сигналов S_1 и S_0 на выходе канала связи.

Следовательно, граница принятия решения между областями V_1 и V_2 зависит не только от $p(1)$ и $p(0)$, но и от $\tilde{p}(1)$ и $\tilde{p}(0)$.

В таком случае ошибку демодуляции можно рассматривать с позиций суммарных ошибок прямого $p_{ош}$ и обратного $\tilde{p}_{ош}$ каналов связи:

$$p_o = p_{ош} + \tilde{p}_{ош} = (p(1) + \tilde{p}(0))p(0/1) + (p(0) + \tilde{p}(1))p(1/0). \quad (3)$$

Поскольку априорное задание $p(1)$ и $p(0)$ не представляется возможным, то принимают гипотезу о выполнении равенства

$$p(1) = p(0) = 0,5. \quad (4)$$

Тогда границы для идеального приёмника «с памятью» между областями V_1 и V_2 будут определяться сдвигами [3]:

$$\Delta l = d^{-1} \ln[(1 + \tilde{p}(1))/(1 + 2\tilde{p}(0))].$$

Если демодулятор хранит в памяти N сигналов на своём входе и выходе, решающее устройство признаёт за переданный сигнал тот, который удовлетворяет условию:

$$\begin{cases} \mathbf{X} \equiv \mathbf{S}_0, & \text{если } \mathbf{X}/\mathbf{S}_0 \geq -\Delta l; \\ \mathbf{X} \equiv \mathbf{S}_1, & \text{если } \mathbf{X}/\mathbf{S}_1 < -\Delta l, \end{cases} \quad (5)$$

где $\Delta l = 0$, $\forall i \equiv 1, \bar{N}$; \mathbf{X} – принятый сигнальный вектор.

Далее, на основе (5) вычисляются $\tilde{p}(1)$ и $\tilde{p}(0)$, а для каждого из N хранящихся в памяти сигналов повторно выносятся решение на основе формулы (5), которое и выдается получателю. Решающая функция (5) корректируется для каждой новой серии по результатам $\tilde{p}(1)$ и $\tilde{p}(0)$, полученным на предыдущем этапе демодуляции.

В связи с этим основные этапы алгоритма демодуляции сигналов ОФМ с адаптивным порогом принятия решения будут следующими:

этап 1 – принимают сигнал ОФМ $S(t)$, фильтруют и выравнивают его амплитуду, получая восстановленный сигнал $S_c(t)$;

этап 2 – генерируют опорное колебание $S_0(t)$ с частотой $S_c(t)$;

этап 3 – вычисляют корреляционную функцию $Y(t) = S_c(t)S_0(t)$ между опорным колебанием $S_0(t)$ и восстановленным сигналом $S_c(t)$;

этап 4 – интегрируют $Y(t)$ на интервалах T , по окончании которых фиксируют ее значение Y_n . Здесь $n = 1, 2, \dots$ – текущее значение интервала, равное длительности информационного символа;

этап 5 – вычисляют модуль разницы $|{}^p Y_n|$ значений Y_n и Y_{n-1} соответственно на n -м и на $(n-1)$ -м временных интервалах T ;

этап 6 – сравнивают $|{}^p Y_n|$ с пороговым значением корреляционной функции $Y_{\text{пор}}$; при условии $|{}^p Y_n| > Y_{\text{пор}}$ присваивают принятому информационному элементу значение «1», в противном случае – «0».

Особенностью алгоритма является уточнение $Y_{\text{пор}}$ на длительности демодулированного символа, осуществляемое следующим образом.

Формируют L -элементную последовательность с равным числом «1» и «0» в ней. Затем демодулированный на n -м интервале T информационный символ записывают первым элементом в L -последовательность, сдвигая все ее элементы на один бит при сохранении общей длины. Соответственно, с поступлением очередного элемента последний элемент последовательности автоматически аннулируется. После этого корректируют $Y_{\text{пор}}$, для чего подсчитывают число «1» в измененной L -последовательности и рассчитывают отклонение $\Delta Y_{\text{пор}}^n$ от предварительно заданной величины $Y_{\text{пор}}$ по формуле:

$$\Delta Y_{\text{пор}}^n = (4Y_{\text{пор}})^{-1} \ln[(0,5L + k(1))/(1,5L - k(1))], \quad (6)$$

где $k(1)$ – число «1» в L -элементной последовательности.

И уже на основании результата вычисления (6) рассчитывают значение $Y_{\text{пор}}^{\text{кор}}$ путем алгебраического сложения по формуле:

$$Y_{\text{пор}}^{\text{кор}} = Y_{\text{пор}} + \Delta Y_{\text{пор}}^n. \quad (7)$$

Затем повторяют все этапы предложенного алгоритма, используя на этапе 6 вместо значения $Y_{\text{пор}}$ уточненную величину $Y_{\text{пор}}^{\text{кор}}$.

Для реализации алгоритма демодуляции сигналов ОФМ на основе адаптивного порога принятия решения о демодулируемом символе предлагается демодулятор, структурная схема которого представлена на рисунке 1. Основу демодулятора составляют коррелятор (блок 19), в котором осуществляется расчет $Y(t)$ между колебанием генератора опорного напряжения (блок 2) и отфильтрованным выровненным входным сигналом, поступающим через фильтр (блок 1) и устройство выравнивания амплитуд (блок 3) на умножитель напряжения (блок 4), где собственно и реализуются процедуры сравнения. Формирование $Y(t)$ осу-

ществляется в интеграторе (блок 5), который запускается генератором тактовых импульсов (блок 6). Затем сигнал $Y(t)$ поступает в устройство стробирования (блок 7), где формируется импульсный поток. Так как при демодуляции сигналов ОФМ фазовое значение очередного сигнала сравнивается с предыдущим, импульсный поток с устройства стробирования подается на один канал устройства вычитания (блок 9) непосредственно, а на другой – через линию задержки (блок 8). С блока вычитания сигнал подается на устройство вычисления модуля (блок 10), где вычисляется исходное напряжение для формирования порога принятия решения. Для адаптивного порога предлагается использование следующих блоков: регистров из L элементов, БВСПЗ, БВОКФ и СЧЕЭЯР. Благодаря данным устройствам и реализуется принцип адаптации порога принятия решения после демодуляции очередного символа.

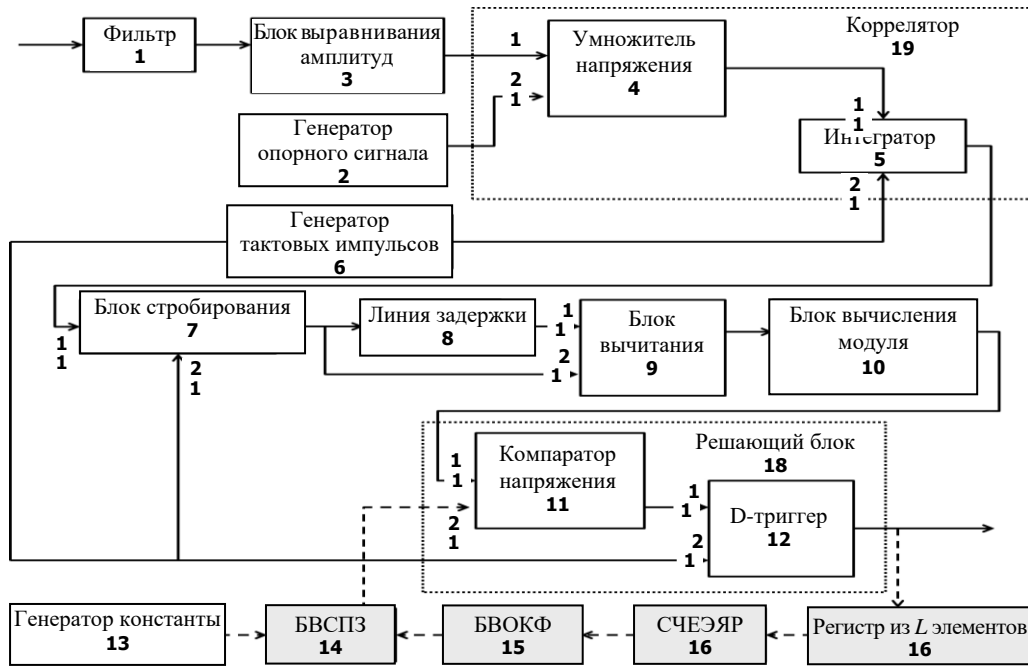


Рис. 1. Структурная схема демодулятора сигналов ОФМ:
 14 – блок вычисления скорректированного порогового значения (БВСПЗ);
 15 – блок вычисления отклонения корреляционной функции (БВОКФ);
 16 – счетчик числа единичных элементов в ячейках регистра (СЧЕЭЯР)

В качестве примера на рисунке 2 представлены эпюры, поясняющие принцип демодуляции сигнала ОФМ в условиях помех в канале связи, приводящих к ошибкам при адаптивно изменяющемся пороге $Y_{пор}^{кор}$ [5]. Так, на рисунке 2, а в функции $Y(t)$ пунктирной линией показаны ошибки, которые возникли в результате помех в канале связи. Ошибки вычисления функции $Y(t)$ приводят к ошибкам в Y_n и Y_{n-1} .

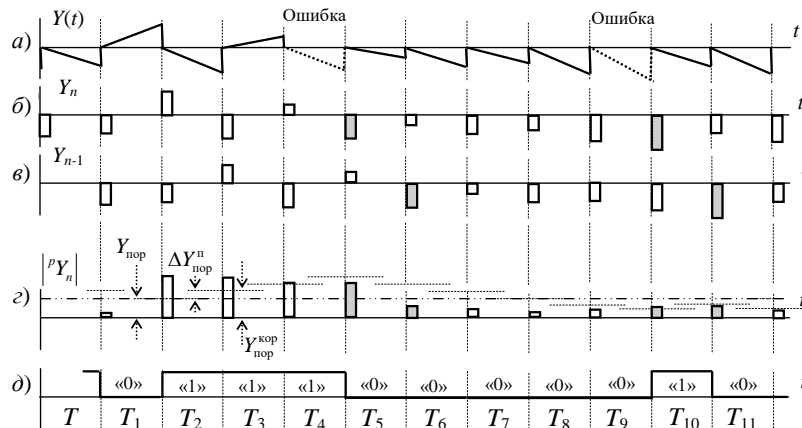


Рис. 2. Принцип демодуляции сигналов ОФМ с адаптацией порога принятия решения в условиях помех, вносимых каналом

Ошибочные символы в Y_n и Y_{n-1} на рисунках 2, б и 2, в отмечены серым цветом.

На рисунке 2, г изображены уровни $|^p Y_n|$, получаемые на каждом интервале демодулированного символа. Здесь же показаны значения $\Delta Y_{пор}^n$, рассчитанные относительно $Y_{пор}$ в соответствии с формулой (6).

Результаты моделирования при длине регистра $L = 200$ символов

Число ошибок	4	8	12	16	20	24
Число ошибок после порога $Y_{пор}$	4	8	12	16	20	24
Число ошибок после порога $Y_{пор}^{кор}$	2	4	5	6	10	16
Дисперсия ошибок после порога $Y_{пор}^{кор}$	± 1	± 1	± 1	± 2	± 2	± 2

Анализ результатов показывает следующее. Из-за канальных помех в демодулированной последовательности возникают 4 ошибочных символа на T_5, T_6, T_{10} и T_{11} (см. рис. 2, г и 2, д). Применение в качестве порога $Y_{пор}$ не исправляет ни одной из указанных ошибок. Однако использование уточненной величины $Y_{пор}^{кор}$ ведет к тому, что три из четырех ошибок будут исправлены (на рисунке 2, г $Y_{пор}^{кор}$ показана линией тонкого пунктира). Это подтверждает теоретические предположения. Анализ данных в таблице показывает, что наилучшие результаты обеспечиваются при 8 % ошибок в демодулированных символах. В этом случае применение адаптивного порога снижает число ошибок до 3 %, что в совокупности с использованием помехоустойчивого кодирования обеспечит уровень ошибок в канале порядка 10^{-7} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Возенкрафт, Дж. Теоретические основы техники связи / Дж. Возенкрафт, И. Джекобс. – М.: Мир, 1969.
2. Помехоустойчивость и эффективность систем передачи информации / А.Г. Зюко [и др.]. – М.: Радио и связь, 1985.
3. Комарович, В.Ф. Адаптивное различение двух сигналов в условиях воздействия окрашенных помех на основе анализа статистики выходной последовательности приемника / В.Ф. Комарович, А.А. Устинов, А.И. Лобышев // Информация и космос. – 2007. – № 4. – С. 5 – 9.
4. Мелентьев, О.Г. Теоретические аспекты передачи данных по каналам с группирующимися ошибками / О.Г. Мелентьев; под ред. В.П. Шувалова. – М.: Горячая линия – Телеком, 2007. – 232 с.
5. Способ демодуляции сигналов с относительной фазовой модуляцией на основе адаптивного порога: пат. Рос. Федерации № 2454014 от 20.06.2012 / С.В. Дворников, С.С. Дворников, А.А. Устинов и др.

Поступила 01.02.2013

DEMODULATOR OF SIGNALS WITH THE DIFFERENTIAL PHASE SHIFT KEYING WITH THE ADAPTIVE THRESHOLD

**S. DVORNIKOV, V. BORISOV, A. MOSKALEZ,
E. KAZAKOV, A. ZHELEZNYAK, D. RYABENKO**

The results of analytical research and data of the computer experiment on grounds of the choice of the threshold of decision-making at demodulation of signals with the differential phase shift keying are presented. For these purposes reasonability of the record of posterior probability about demodulated symbols is proved. The basic stages of the algorithm, which realizes the developed scientific approach, are shown.

УДК 517.968.43

**КОМБИНИРОВАНИЕ СТРАТЕГИЙ ПОИСКА РЕШЕНИЙ
В ЗАДАЧАХ РАСЧЕТА СИСТЕМ НЕЛИНЕЙНЫХ СИНГУЛЯРНЫХ УРАВНЕНИЙ****Т.М. ГЛУХОВА***(Полоцкий государственный университет)*

Представлен наиболее эффективный подход к решению систем нелинейных сингулярных уравнений, встречающихся в математических моделях, описывающих системы со скачкообразными изменениями параметров. На основании многолетнего опыта построения алгоритмов поиска решений для такого рода систем уравнений можно утверждать, что наиболее эффективным методом является метод комбинированных стратегий, учитывающих характер поверхности решения. Для построения такого алгоритма необходимо всестороннее изучение особенностей поверхности решения и внутренних зависимостей между параметрами модели.

Системы нелинейных сингулярных уравнений являются основой целого ряда математических моделей. В частности, такие системы возникают при попытке описать напряженно-деформированное состояние железобетонных элементов, находящихся под нагрузкой при внецентренном сжатии и изгибе, а также при работе таких элементов в предопорной зоне на срез с изгибом.

Сингулярные свойства подобных моделей связаны с тем, что те либо иные параметры, зависимости, описывающие свойства модели, имеют точки разрыва первого и второго рода, которые фактически разделяют всю область определения входных параметров на подобласти непрерывного поведения. Для затронутого примера такие точки разрыва позволяют описать скачкообразное изменение напряжения в бетоне в момент трещинообразования.

Опыт нескольких лет изучения подобного рода математических моделей с целью разработки эффективных алгоритмов решения сингулярных систем нелинейных уравнений показал, что наиболее верным подходом является детальное изучение всех особенностей многомерной поверхности решения и применение различных стратегий поиска решения на поверхности решений в зависимости от области непрерывного поведения системы, в которой находятся значения входных параметров [1 – 5].

Необходимо отметить, что в рассматриваемых нами моделях присутствует сильная зависимость между отдельными параметрами. Это приводит к тому, что характер влияния скачкообразных изменений одних параметров на другие и систему в целом достаточно сложен.

На сегодняшний день в распоряжении исследователей имеется широкий выбор итерационных методов поиска решения. Методы поиска решения для систем нелинейных уравнений подбираются исходя из априорных сведений о характере поверхности решения. Это и метод простой итерации, и метод Зейделя, ньютоноподобные методы, симплекс-методы, метод градиентного поиска (для многомерных случаев – метод сопряженных градиентов), для областей с локальными экстремумами – метод Монте-Карло, и другие. Каждый из методов имеет свои преимущества и недостатки и выбирается исследователем с учетом характера поверхности решения.

Зачастую, помимо выбора метода поиска решения, с целью обеспечения сходимости итерационного процесса, повышения скорости сходимости метода, устранения влияния отдельных особенностей поверхности решения исследователем выбирается та либо иная модификация (координатная или групповая релаксация, суперрелаксация, правило ложного положения, ограничитель шага, инерционность).

Важным моментом при проектировании алгоритма поиска решения является корректная формулировка критерия остановки итерационного процесса. Критерий остановки позволяет избежать и бесконечно долгого поиска в областях с «плохой» сходимостью. От выбранного критерия остановки зависит как время поиска решения, так и точность найденного решения. Кроме этого, для любого численного метода критерий остановки итерационного процесса всегда вносит ненулевую вероятность пропуска верного решения за определенный ограниченный интервал времени.

В совокупности выбранный метод с принятой модификацией и формулировкой критерия остановки мы будем называть стратегией поиска решения.

При рассмотрении очерченной нами проблемы в большинстве случаев будем говорить о решении так называемой обратной задачи, то есть о поиске такого вектора входных параметров модели, которые обеспечивают выполнение условий равновесия (удовлетворяют систему уравнений) в пределах заданной допустимой невязки.

Выбранная стратегия поиска решения не всегда является оптимальной как по скорости, так и по другим параметрам (точность, невязка, вероятность ошибки). Поэтому даже когда речь идет о системах, не имеющих сингулярности, но характеризующихся, например, наличием локальных экстремумов, хо-

рошей практикой являются выполнение поиска решения различными стратегиями и принятие решения на основании результатов данного поиска.

Необходимо отметить, что предпринимались попытки построения формального определения граничных условий с целью возможного применения унифицированной процедуры поиска решения. В частности, для решения краевых задач математической физики. Наиболее широкое применение для таких целей нашел метод R-функций, впервые предложенный Владимиром Рвачевым в 1967 году [6]. Но идея применения базисных функций, описывающих граничные условия, появилась еще раньше. Такой метод был разработан Иваном Бубновым в 1913 году и далее развит в работах Бориса Галеркина, выпускника Полоцкого кадетского корпуса [7].

Описание поведенческих границ в виде базисных функций хорошо работает на задачах малой размерности с простыми формами границ. При усложнении границ областей метод R-функций перестает работать, существенно усложняются аналитические выражения, возрастает погрешность. Поэтому попытка построения унифицированного алгоритма поиска решения при неявном задании границ областей не дает удовлетворительных результатов для рассматриваемых нами задач.

Система уравнений исследуемой нами модели представлена в следующем виде:

$$\begin{cases} M_y = -\iint_C \sigma(\varepsilon(x, y))(y - y_o) dx dy + N(y_{oe} - y_o), \\ M_x = -\iint_C \sigma(\varepsilon(x, y))(x - x_o) dx dy + N(x_{oe} - x_o), \\ N = \iint_C \sigma(\varepsilon(x, y)) dx dy, \\ V = \iint_C \tau_i dx dy, \end{cases} \quad (1)$$

где $\sigma(\varepsilon(x, y))$ – нормальные напряжения в элементарной площадке бетона или арматуры; $\varepsilon(x, y)$ – продольные деформации элементарной площадки бетона или арматуры (проекция на ось x суперпозиции главных сжимающих и главных растягивающих деформаций, полученная с учетом поворота элементарных площадок под действием перерезывающей силы); x_o и y_o – расстояние от центра изгиба сечения, нейтральной точки, до осей x и y соответственно; x_{oe} и y_{oe} – расстояние от места приложения продольного усилия до осей x и y ; N – продольная сила от действия внешней нагрузки; M_x, M_y – изгибающие моменты, действующие в плоскостях xz, yz ; $\frac{1}{r_x}$ и $\frac{1}{r_y}$ – кривизна продольной оси элемента относительно осей x и y соответственно.

Уравнения равновесия и совместности деформаций для элементарной площадки выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sigma_{c2} \cos^2 \alpha + \sigma_{c1} \sin^2 \alpha + \rho_x \sigma_{sx}, \\ \sigma_y &= \sigma_{c2} \sin^2 \alpha + \sigma_{c1} \cos^2 \alpha + \rho_y \sigma_{sy}, \\ \tau_{xy} &= (-\sigma_{c2} + \sigma_{c1}) \sin \alpha \cdot \cos \alpha; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \varepsilon_{c2} \cos^2 \alpha + \varepsilon_{c1} \sin^2 \alpha, \\ \varepsilon_y &= \varepsilon_{c2} \sin^2 \alpha + \varepsilon_{c1} \cos^2 \alpha, \\ \frac{\gamma_{xy}}{2} &= (-\varepsilon_{c2} + \varepsilon_{c1}) \sin \alpha \cdot \cos \alpha, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\sigma_{cx}, \sigma_{cy}, \sigma_{c1}, \sigma_{c2}, \tau_{xy}$ – напряжения в бетоне; σ_{sx}, σ_{sy} – напряжения в арматуре, относительные деформации элементарного участка $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \gamma_{xy}$, а также угол θ (определяющий положение наклонных трещин и главных напряжений).

В течение последнего года мы приступили к решению задачи совместного действия изгибающего момента, поперечной силы и перерезывающей силы. Но многолетний опыт предыдущих лет стал основой решения задач центрального и внецентренного обжатия с изгибом. По сути, приступая к решению задачи учета перерезывающей силы и дополнения модели распределением тангенциальных деформаций, мы уже располагали эффективным алгоритмом решения задачи определения напряженно-деформированного состояния моделируемого железобетонного элемента, позволяющим получить распределение продольных деформаций при заданных моментах в обеих плоскостях и продольном усилии.

Общий алгоритм определения напряженно-деформированного состояния элемента под воздействием среза с изгибом строится по следующей схеме:

- 1) задается начальное распределение касательных деформаций;
- 2) по методу двух сечений [10] определяется распределение тангенциальных деформаций, такое, что обеспечивается равновесие по перерезывающей силе;
- 3) для заданного изгибающего момента и усилия продольного сжатия/растяжения по алгоритму, предложенному нами в работах [1 – 5], находится распределение продольных деформаций;
- 4) по полученным распределениям продольных деформаций предлагаемым методом комбинированных стратегий, суть которого будет раскрыта ниже, находится такое распределение главных сжимающих деформаций, при котором главные сжимающие напряжения в каждой элементарной площадке, определенные диаграммным методом, равны значениям, определенным по кругам Мора;
- 5) имея распределения всех составляющих тензора деформаций, определяются внутренние усилия, возникающие в сечении, нормальном к продольной оси элемента;
- 6) если определенные внутренние усилия не удовлетворяют уравнениям равновесия, то соответствующим образом корректируется искомое распределение продольных деформаций (кривизна и центр тяжести сечения) и выполняется переход к пункту 2. Иначе – успешное завершение итерационного процесса.

Критерием остановки является малость невязки системы уравнений равновесия (менее 1 %). При этом в ходе итерационного процесса поиска решения контролируется ситуация неразрешимости системы уравнений по достижению предельных значений деформаций на сжатие по бетону или растяжение по арматуре, а также неразрешимости задачи пункта 4.

Пункт 4 алгоритма является ключевым для решения системы в целом.

Для понимания задачи, разрешаемой в пункте 4, приведем **математические зависимости, связывающие главные сжимающие напряжения, определенные по диаграммам и кругу Мора, с заданным распределением продольных, главных и касательных деформаций.**

Угол наклона осей главных напряжений по отношению к продольной оси определяется по формуле:

$$\tan \theta_i = \frac{-b_i s \tau_i + \sqrt{4A_{Sw} E_S (\varepsilon_{1,i} - \varepsilon_{x,i}) \cdot (A_{Sw} \varepsilon_{1,i} E_S + \frac{b_i \cdot s \cdot f_{ct,i}}{1 + \sqrt{200 \cdot \varepsilon_{1,i}}}) + b_i^2 s^2 \tau_i^2}}{2 \cdot A_{Sw} E_S (\varepsilon_{1,i} - \varepsilon_{x,i})}, \text{ если } \varepsilon_{1,i} < \varepsilon_{crit};$$

$$\tan \theta_i = \frac{-b_i s \tau_i + \sqrt{4A_{Sw} E_S (\varepsilon_{1,i} - \varepsilon_{x,i}) \cdot (A_{Sw} \varepsilon_{1,i} E_S + b_i \cdot \varepsilon_{1,i} \cdot s \cdot E_{c,i}) + b_i^2 s^2 \tau_i^2}}{2 \cdot A_{Sw} E_S (\varepsilon_{1,i} - \varepsilon_{x,i})}, \text{ если } \varepsilon_{1,i} < \varepsilon_{crit}.$$

Относительные деформации по направлению главных сжимающих напряжений:

$$\varepsilon_{2,i} = \varepsilon_{x,i} (1 + \tan^2 \theta_i) - \varepsilon_{1,i} \cdot \tan^2 \theta_i.$$

Относительные деформации по направлению оси Y:

$$\varepsilon_{y,i} = \frac{\varepsilon_{1,i} + \varepsilon_{2,i} \cdot \tan^2 \theta_i}{1 + \tan^2 \theta_i}.$$

Напряжения в поперечной арматуре:

$$\sigma_{Sy,i} = \varepsilon_{y,i} \cdot E_S.$$

Главные растягивающие напряжения в бетоне:

$$\sigma_{c1,i} = \varepsilon_{1,i} \cdot E_c, \text{ если } \varepsilon_{1,i} < \varepsilon_{crit};$$

$$\sigma_{c1,i} = \frac{f_{ct}}{1 + \sqrt{200 \cdot \varepsilon_1}}, \text{ если } \varepsilon_{1,i} < \varepsilon_{crit}.$$

Касательные напряжения, способные передаться через наклонную трещину:

$$\tau_{ci} = \frac{0,18 \cdot \sqrt{f'_c}}{0,3 + \frac{24 \cdot w}{a_{\max} + 16}}$$

Ограничиваем значение главных растягивающих напряжений в бетоне:

$$\sigma_{c1,i} = \sigma_{c1,i}, \text{ если } \sigma_{c1,i} \leq \tau_{ci} \cdot \tan \theta; \quad \sigma_{c1,i} = \tau_{ci} \cdot \tan \theta, \text{ если } \sigma_{c1,i} > \tau_{ci} \cdot \tan \theta.$$

Главные сжимающие напряжения в бетоне по измененной диаграмме деформирования бетона с учетом двухосного напряженного состояния

$$(\sigma_{c2,i})' = \sigma_{e2\max,i} \cdot \left[2 \cdot \left(\frac{\varepsilon_{2,i}}{-0.002} \right) - \left(\frac{\varepsilon_{2,i}}{-0.002} \right)^2 \right].$$

Главные сжимающие напряжения в бетоне из кругов Мора для напряжений:

$$(\sigma_{c2,i})'' = \tau_i \cdot \left(\tan \theta + \frac{1}{\tan \theta} \right) - \sigma_{c1,i}.$$

Из описания зависимостей следует наличие в модели нескольких точек разрыва поверхности решения для главных сжимающих напряжений. Во-первых, наличие области в окрестности 0, для которой значение является невычислимым (точка разрыва второго рода). Во-вторых, характеристическим значением продольной деформации на растяжение является точка ε_{crt} , определяющая скачкообразный момент трещинообразования (точка разрыва первого рода) и выражающаяся в замене математического определения угла наклона элементарной деформируемой площадки.

Если проиллюстрировать данную ситуацию на семействе графиков (рис. 1), видно, что для определения границ области, в которой локализовано решение, необходимо применять различные стратегии поиска границ области и решения как такового.

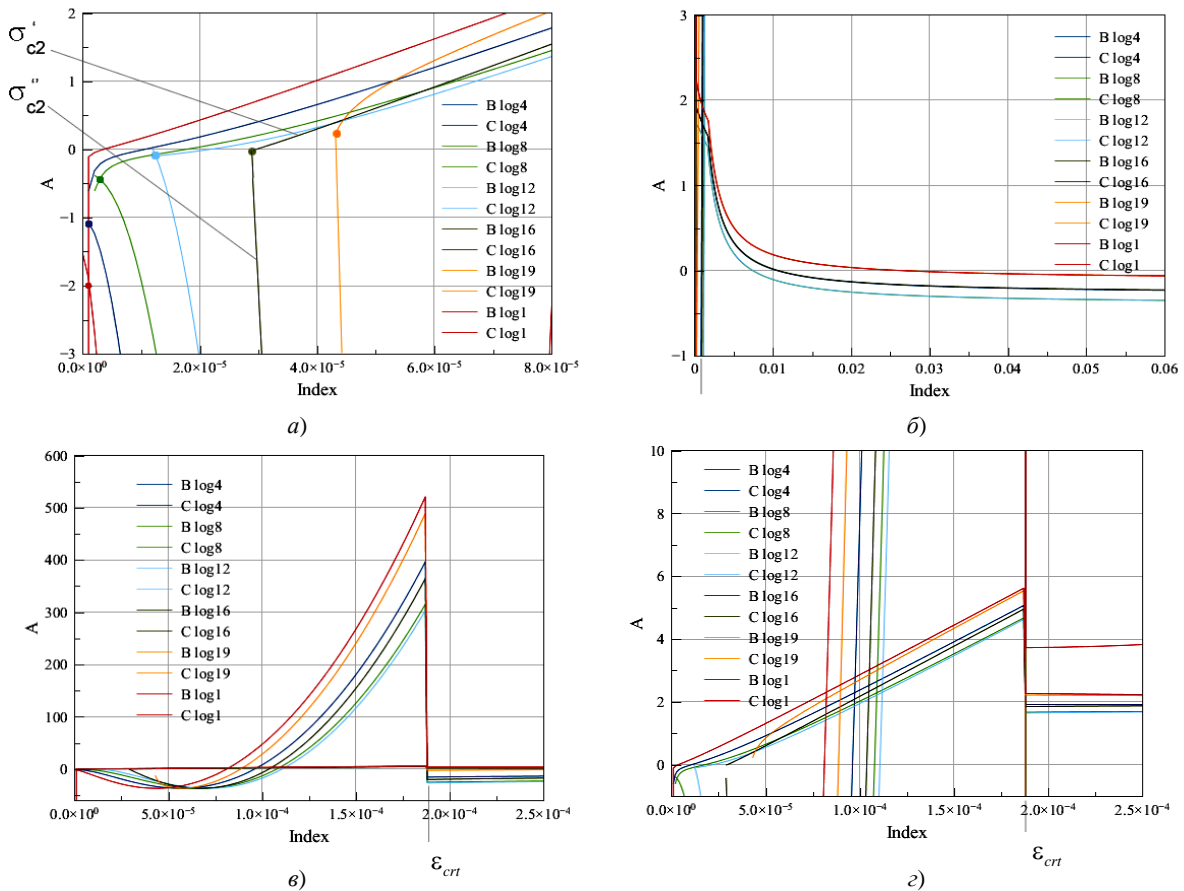


Рис. 1. Зависимость главных сжимающих напряжений от главных сжимающих деформаций при заданных распределениях продольных и касательных деформаций для значений изгибающего момента до момента образования трещины:

a – точки совпадения значений главных сжимающих напряжений, определенных диаграммным методом и геометрическим способом по кругу Мора; b – характер зависимости при больших значениях главных сжимающих деформаций; v – скачкообразное изменение напряжения при достижении деформацией значения ε_{crit} ; z – аналогичный скачок для напряжений, определенных по кругу Мора

Для «больших» изгибающих моментов характер зависимости меняется. Точки решения «уходят» в область, значительно превышающую точку разрыва, что видно из рисунка 2 ($a - z$).

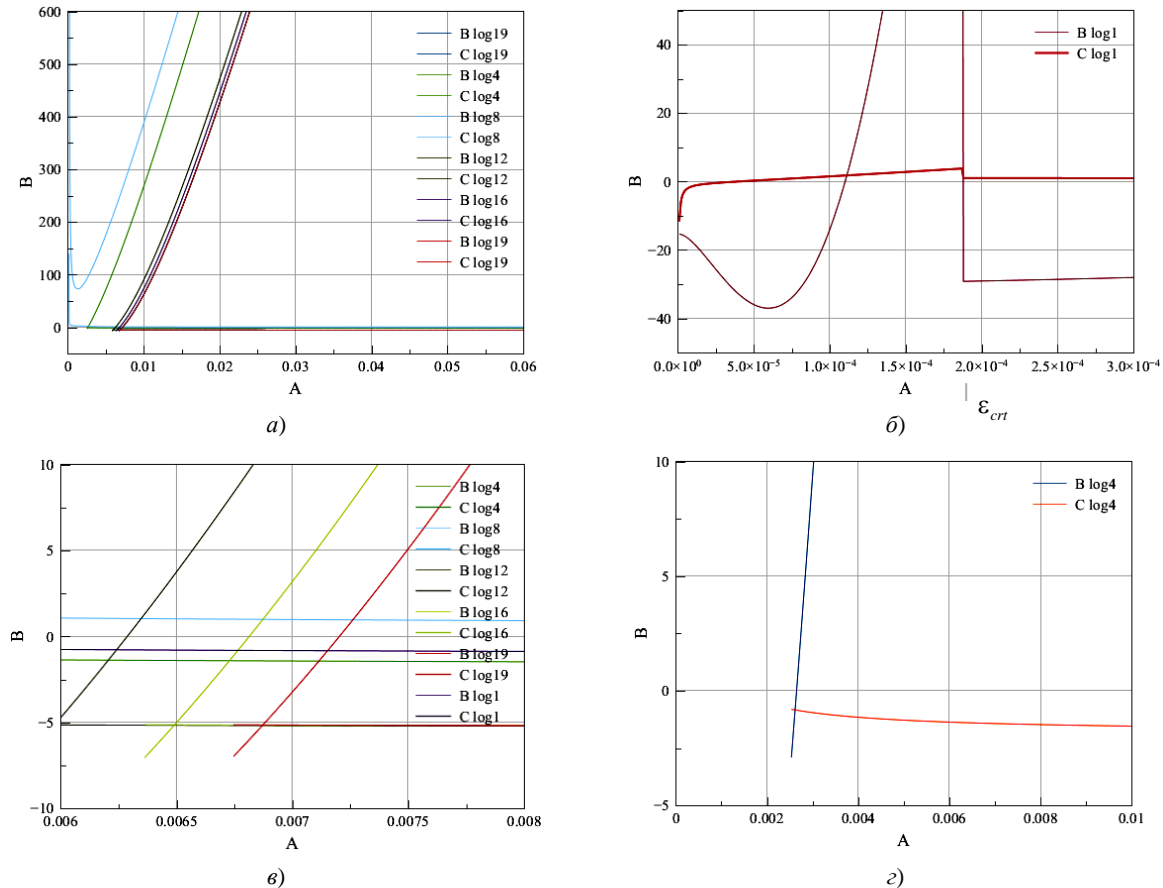


Рис. 2. Зависимость главных сжимающих напряжений от главных сжимающих деформаций при заданных распределениях продольных и касательных деформаций для «больших» значений изгибающего момента

Учитывая выявленные особенности математической модели, нами разработан алгоритм поиска решения для задачи определения распределения главных сжимающих деформаций, комбинирующий различные стратегии поиска границ области решения и решения как такового:

- 1) методом последовательных приближений ищем нижнюю границу области определения функции главных сжимающих напряжений, определяемых из круга Мора;
- 2) если найденная нижняя граница меньше ε_{crit} , априорная верхняя граница принимается равной ε_{crit} , иначе принимается как максимально возможная сжимающая деформация (0,06);
- 3) методом дихотомии корректируем верхнюю границу области решения (область отрицательных значений) главных сжимающих напряжений, определяемых диаграммным методом;
- 4) методом секущих в пределах определенной области решения ищем точку совпадения искомых напряжений.

Данный алгоритм реализован нами на языке программирования C++. Сравнительные тесты с зарубежным аналогом [8 – 11], программным комплексом Response-2000 Университета Торонто (Канада), показал, что данный алгоритм обладает более высокой скоростью сходимости и точностью расчета, дает более стабильные результаты расчета (отсутствие «выколотых» точек на графиках распределений) на всей области определения.

Выводы. Результаты проведенного исследования свидетельствуют, что для данного класса математических моделей, имеющих сингулярности, связанные с точками разрыва в функциональных зависи-

мостях между параметрами модели, наилучшим подходом к построению алгоритма поиска решения является комбинирование стратегий поиска решения. Комбинирование стратегий позволяет определить границы непрерывных областей, в которых локализовано решение, и построить итерационный алгоритм поиска решения с учетом специфики выявленных областей. Такой подход требует детального изучения особенностей поверхности решения, но позволяет построить эффективный алгоритм, обладающий стабильностью и обеспечивающий заданную точность на всей области определения исходных параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глухов, Д.О. Численный анализ расчетной модели нормального сечения проекта: СНБ 2.03.01-98 / Д.О. Глухов, Д.Н. Лазовский // Совершенствование железобетонных конструкций, оценка их состояния и усиление: сб. материалов респ. науч.-техн. конф.; под ред. Т.М. Пецольда. – Минск: УП «Технопринт», 2001. – С. 97.
2. Глухов, Д.О. Программы БЕТА и RADUGA для расчета строительных конструкций / Д.О. Глухов, Д.Н. Лазовский, О.Н. Лешкевич // Архитектура и строительство. – № 6 (148). – Минск: Полипринт, 2001. – С. 28 – 30.
3. Глухов, Д.О. Генераторы случайных чисел для расчета надежности строительных конструкций / Д.О. Глухов, Т.М. Глухова // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2008. – № 3. – С. 60 – 68.
4. Глухов, Д.О. Оценка вероятностных характеристик распределения эффектов от внешнего воздействия и функции предельного состояния в расчетах железобетонных элементов / Д.О. Глухов, Т.М. Глухова, Д.Н. Лазовский // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. Ф. Строительство. Прикладные науки. – 2009. – № 6. – С. 35 – 40.
5. Применение мягких вычислений для сглаживающей аппроксимации сложных сингулярных зависимостей / Д.О. Глухов [и др.] // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2012. – № 12. – С. 2 – 5.
6. Рвачёв, В.Л. Метод R-функций в задачах теории упругости и пластичности / В.Л. Рвачёв, Н.С. Синкоп. – Киев: Наукова думка, 1990.
7. Галёркин, Б.Г. Стержни и пластинки. Ряды в некоторых вопросах упругого равновесия стержней и пластинок / Б.Г. Галёркин // Вестн. инженеров. – 1915. – Т. 1. – С. 897 – 908.
8. Collins, M.P. Pre-stressed Concrete Structures / M.P. Collins, D. Mitchell // Englewood Cliffs, N.J. Prentice-Hall Inc., 1991. – 766 p.
9. General Shear Design Method / M.P. Collins [et al.] // ACI Struct. Journ. – 1996. – V. 93. – № 1, January – February. – P. 36 – 45.
10. Vecchio, F.J. Analysis based on the Modified Compression Field Theory / F.J. Vecchio // IABSE Colloq. On Structural Concrete, Stuttgart, 1991, IABSE Report. V. 62. – P. 321 – 326.
11. Vecchio, F.J. The Modified Compression Field Theory for Reinforced Concrete Elements Subjected to Shear / F.J. Vecchio, M.P. Collins // ACI Journal. – 1986. – V. 83. – № 2, Mar. – Apr. – P. 219 – 231.

Поступила 01.02.2013

INTEGRATION OF STRATEGIES OF SEARCH OF SOLUTIONS IN TASKS OF CALCULATION OF SYSTEMS OF NON-LINEAR SINGULAR EQUATIONS

T. GLUKHOVA

The most effective approach to solving systems of nonlinear singular equations encountered in mathematical models describing systems with abrupt changes of parameters is presented. As a result of years of experience of algorithm constructing to find solutions for such systems of equations we can state that the most effective method is the combination of strategies that take into account the nature of the solution surface. Construction of such algorithms requires a comprehensive study of the features of the solution surface and internal dependencies between the parameters of the model.

УДК 004.912

АЛГОРИТМ СЕМАНТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ЯЗЫКОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ РЕЧЕВОГО СООБЩЕНИЯ

Д.В. ПЕКАРЬ, канд. техн. наук, доц. В.С. САДОВ
(Белорусский государственный университет, Минск)

Представлен алгоритм анализа языковой составляющей речевого сообщения для выявления некоторой целевой ситуации, которая заключается в выражении диктором определенного смыслового сообщения. Основой рассмотренного алгоритма является семантический граф, с помощью которого моделируется смысловой контекст выявляемой целевой ситуации. Для построения подобного графа используется лексико-семантическая база английского языка WordNet, которая позволяет осуществлять поиск связанных понятий, а также определение необходимых смысловых связей между ними. Показаны преимущества предложенного алгоритма: легкость описания целевой ситуации, отсутствие необходимости обучения алгоритму, а также учет смысловых связей в естественном языке. Результаты тестирования данного алгоритма позволяют сделать вывод о состоятельности сделанных предположений в рамках представленной работы, а также о его превосходстве перед традиционным поиском ключевых слов.

Введение. Анализ физических параметров речевого сигнала позволяет оценить эмоциональное состояние диктора, что дает возможность выявлять наступление потенциально опасных ситуаций. Для улучшения параметров работы подобных систем необходимо производить также анализ и смыслового содержания сообщений, который направлен на извлечение вербальной информации, выраженной естественным языком. Индикатором потенциальной опасности в данном случае выступает смысловое содержание сообщения, которое может иметь как прямую, так и косвенную связь с той или иной целевой потенциально опасной ситуацией. Для установления подобных смысловых связей, а также оценки их количественных параметров необходимо использовать семантический анализ, который позволяет учесть многообразие смысловых связей между отдельными понятиями естественного языка. Комбинированное использование вербальной и невербальной информации позволяет осуществлять более глубокий и комплексный анализ речевого сообщения с целью принятия более точного решения о характеристическом уровне потенциальной опасности.

Лексико-семантическая база. Основой для построения семантического анализатора сообщений служит лексико-семантическая база WordNet [1], созданная в Принстонском университете. Она охватывает около 155 тысяч различных лексем и словосочетаний, организованных в 117 тысяч понятий – совокупностей синонимов (synset), общее число пар «лексема – значение» составляет порядка 200 тысяч. База WordNet служит основой для построения других подобных лексико-семантических баз, таких как EuroWordNet.

Одним из центральных структурных элементов лексико-семантической базы WordNet является синсет (*от* англ. *synonym set* – *множество синонимов*) – множество понятий со схожим значением, служит для разграничения лексических значений и отличия их смысловых оттенков. Таким образом, понятия, входящие в синсет, образуют синонимичный ряд, который может рассматриваться как представление лексикологизованного понятия (концепта) языка.

Особенностью лексико-семантической базы WordNet является то, что понятия в ней охвачены различными связями, которые соответствуют смысловым зависимостям между концептами естественного языка. Подобное образование имеет иерархическую структуру, что позволяет формализовать понятия естественного языка. Пример такой иерархической структуры связей понятий представлен на рисунке 1.

Все лексемы языка разделены на 4 группы в зависимости от принадлежности к той или иной части речи: существительные, глаголы, прилагательные, наречия. Лексемы, принадлежащие к другим частям речи, были опущены создателями лексико-семантической базы. Лексемы различных частей речи имеют физически раздельное хранение. Такой подход объясняется тем, что лексемы различных частей речи имеют свои характерные семантические связи. В таблице приведены типы используемых семантических связей лексико-семантической базы WordNet для анализа речевых сообщений в предложенном алгоритме.

Выбор имени существительного и глагола для осуществления анализа языковой компоненты сообщения объясняется тем, что на них приходится основная смысловая нагрузка в выражении, а также названные части речи наиболее информативны для анализа.

Лексико-семантическая база WordNet позволяет осуществлять анализ понятий, входящих в выражение, а также выявлять связи с другими понятиями. Данное свойство позволяет нивелировать недостаток различных обучаемых классификаторов, а именно проблему классификации данных, отдельные признаки которых не были представлены в обучающей выборке, что часто случается при обработке языко-

вой информации из-за синонимии и других смысловых связей понятий в естественном языке. Дополнительным преимуществом использования лексико-семантической базы WordNet является отсутствие необходимости в обучающей выборке для осуществления анализа языковых выражений, что существенно облегчит использование системы на основе предложенного метода.

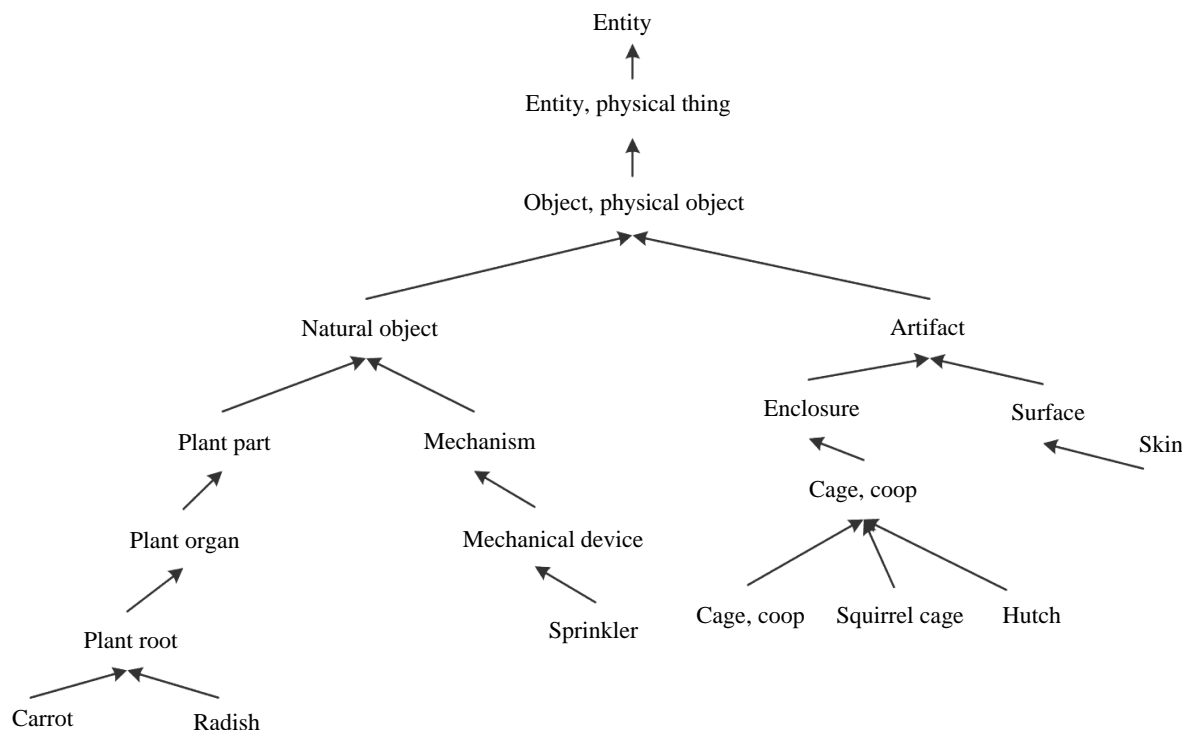


Рис. 1. Иллюстрация связей в базе WordNet

Типы используемых семантических связей в лексико-семантической базе WordNet

Часть речи	Тип связи	Описание	Пример
Существительное	Гипоним	Понятие, выражающее частную сущность по отношению к другому, более общему понятию	Понятие «велосипед» является гипонимом к понятию «транспортное средство»
Существительное	Гипероним	Понятие с более широким значением, выражающим общее, родовое понятие, название класса/вида предметов или понятий	Понятие «транспортное средство» является гиперонимом к понятию «велосипед»
Существительное, глагол	Синоним	Слова одной части речи, различные по звучанию и написанию, но имеющие схожее лексическое значение	Автомобиль, машина
Существительное	Мероним	Семантическое отношение понятий, при котором одно понятие выражает составную часть другого	Понятие «окно» является меронимом по отношению к «зданию»
Существительное	Холоним	Семантическое отношение понятий, при котором одно является целым по отношению к другому	Понятие «автомобиль» является холонимом по отношению к понятию «колесо»
Глагол	Логическое следование	Семантическое отношение, когда одно понятие является следствием другого	«Человек идет» – следует, что «Человек делает шаг»
Глагол	Тропонимия	Семантическое отношение, когда одно понятие является специфическим проявлением другого	Бормотать – говорить неким специальным образом
Глагол	Отношение причины	Семантическое отношение, когда одно понятие является причиной другого	Смотреть – значит видеть

Построение целевого смыслового контекста. Системы, основанные на обработке потоковой речевой информации, предъявляют специфические требования к применяемым алгоритмам анализа данных.

Условия продиктованы тем, что осуществляется анализ потоковых данных, которые не могут быть проанализированы одновременно и полностью по следующим причинам:

- информационное содержание потока формируется с течением времени;
- накопление потока не всегда реализуемо из-за возможного значительного объема данных;
- работа системы должна осуществляться в режиме реального времени, что не позволяет осуществлять анализ значительных фрагментов информационного потока;
- сложность выделения фрагмента с одним смысловым содержанием.

Для учета сформулированных причин предлагается осуществлять сегментацию входящего информационного потока на отдельные выражения или слова по мере их формирования, которые затем могут быть эффективно обработаны и проанализированы. Дополнительной аргументацией в пользу предложенного подхода является то, что анализируемый сегмент может и не содержать единого законченного смыслового посыла или содержать части логически различных или несвязанных высказываний. Анализ же отдельных понятий на предмет их соответствия или связи (а также меры близости) с некоторым целевым контекстом позволяет нивелировать отмеченное свойство.

Семантический анализ осуществляется с целью выявления предпосылок для появления той или иной ситуации, которая может быть детектирована с помощью характерных слов/понятий или упоминания какой-либо идентифицирующей информации говорящим человеком. Для формализации рассуждений полагается, что множество концептов или понятий, которые характеризуют ту или иную ситуацию, образуют смысловой контекст ситуации. Основой алгоритма является предположение, что любую ситуацию можно описать с помощью некоторого смыслового контекста, построенного путем нахождения всех понятий, семантически связанных с априорно заданными и характеризующих моделируемую ситуацию. Подобный смысловой контекст может быть представлен в виде графа, где вершинами являются множества схожих понятий одного типа, а ребра представляют собой семантические отношения между теми или иными множествами. Структура контекстного графа представлена на рисунке 2.



Рис. 2. Обобщенная структура целевого контекстного графа

Построение графа начинается с базового уровня специфичности контекста и нахождения множества синонимов для каждого из априорно заданных понятий, которые определяются пользователем для формализации целевой ситуации на естественном языке. Данный уровень принимается как базовый, поскольку в него входят исходные понятия. Вообще говоря, для каждой части речи структура семантического графа будет индивидуальной ввиду различных семантических связей для лексем различных частей

речи, однако для алгоритмизации анализа все построенные графы объединяются в один консолидированный граф, моделирующий отдельно взятую целевую ситуацию.

Согласно структуре, изображенной на рисунке 2, на базовом уровне также располагаются тропонимы и понятия, отражающие следствие некоторого действия, которые могут присутствовать только у лексем, относящихся к глаголам.

На следующих шагах происходит нахождение меронимов, гипонимов, холонимов и гиперонимов по отношению к лексемам, находящимся на базовом уровне. Очевидно, что при нахождении очередного уровня меронимов или гипонимов возрастает уровень специфичности контекста, поскольку данные уровни отражают частные понятия по отношению к базовым сущностям. При нахождении же очередного уровня холонимов или гиперонимов происходит уменьшение специфичности контекста, поскольку новые понятия отражают более общий смысл по отношению к исходным сущностям. Предложенная процедура построения семантического графа не накладывает никаких ограничений на его расширение путем добавления новых типов семантических связей между понятиями. Сформированный таким образом граф моделирует смысловой контекст той или иной ситуации.

Алгоритм семантического анализа выражений

Принимается, что исходной информацией для анализа языковой компоненты сообщения является распознанная речь в виде последовательности слов, представленных в текстовой форме. Первым этапом алгоритма является определение части речи для каждого распознанного слова из анализируемого информационного фрагмента. Данный шаг продиктован тем, что синсеты, множества гипонимов, гиперонимов, холонимов и т.д. сформированы с учетом контекста слова, а он в свою очередь зависит от части речи, к которой принадлежит употребленное слово. Для определения части речи, к которой относится то или иное анализируемое слово, применялся парсер английского языка, разработанный Стэнфордским университетом [2; 3], который обладает одними из лучших показателей точности определения и скорости обработки.

Следующим шагом на пути анализа информационного фрагмента является лемматизация – процесс определения леммы, иными словами, канонической формы лексемы. Например, слова *море, морем, моря* объединены одной общей лексемой *море*. Использование канонической формы лексемы позволяет значительно сократить число уникальных лексем (слов), а также уменьшить размер семантического графа, что оптимизирует его представление в памяти компьютера и повышает скорость работы алгоритма.

Заключительный этап анализа – проверка найденных в сообщении лемм с помощью семантического графа, моделирующего целевой смысловой контекст. Цель данного шага состоит в установлении факта наличия или отсутствия анализируемой леммы в семантическом графе. Если анализируемая лемма присутствует, происходит определение типа множества, к которому она принадлежит, а также его уровня в семантическом графе относительно уровня синонимов, тогда агрегированная оценка для всего выражения или текущего фрагмента вычисляется согласно следующему выражению:

$$S_{score} = \frac{\sum_i w_i \cdot N_i}{\sum_i N_i}, \quad (1)$$

где w_i – весовой коэффициент, который характеризует положение найденного понятия в семантическом графе; N_i – число понятий, найденных на отдельно взятой вершине семантического графа; i – индекс, отражающий связь между положением вершины графа и весом данной вершины графа при анализе речевого сообщения.

На рисунке 3 представлена обобщенная схема алгоритма семантического анализа языковой составляющей речевого сообщения.

Тестирование алгоритма

Цель тестирования алгоритма – подтверждение выдвинутого предположения о том, что целевая ситуация может быть смоделирована с помощью некоторого семантического контекста, который строится по множеству характерных понятий с использованием лексико-семантической базы. Выше было отмечено, что входными данными для семантического анализа является последовательность слов или выражений. Ввиду отсутствия значительных объемов обработанных транскрибированных речевых записей без ограничения общности были использованы текстовые базы данных записи из размеченных категорий. За ситуацию принимались упоминания соответствующей тематики в разговоре, которую необходимо выявить. Использование такого подхода давало следующие преимущества:

- категории размечены группой специалистов, что исключает влияние субъективной оценки отдельного человека;
- значительный объем данных позволяет получить робастные оценки эффективности;

- наличие достаточного количества категорий позволяет оценить устойчивость алгоритма к масштабируемости анализируемой смысловой области.



Рис. 3. Схема алгоритма семантического анализа языковой составляющей сообщения

В качестве исходных данных для тестирования использовалась текстовая база Reuters [4], которая повсеместно используется исследователями в области обработки языковой и текстовой информации. В ней было выделено 10 отдельных категорий, тексты из которых отнесены только к одной той или иной категории для исключения неопределенности оценок работы алгоритма. Для более точной имитации реальных условий работы было выбрано различное количество записей в отдельных категориях с целью недопущения появления с одинаковой вероятностью тех или иных целевых ситуаций. Структура используемого набора данных изображена на рисунке 4.

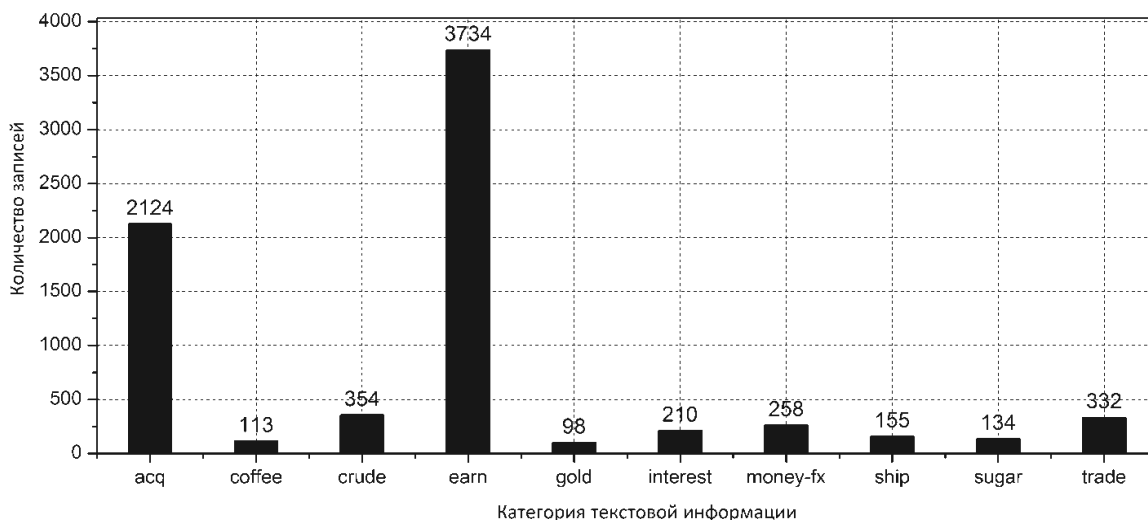


Рис. 4. Структура используемого набора данных

Как было сказано выше, для построения семантического контекста необходимы априорные понятия, которые служат основой для построения семантического графа. Поскольку выделение категорий осуществлялось без какой-либо строгой формализации критериев, всего лишь на основе субъективной оценки группы экспертов, то в качестве априорных понятий для каждой категории принимались наибо-

лее употребляемые слова из соответствующих категорий. Для исключения варианта, когда априорно выбранные понятия могли бы служить уникальными идентификаторами той или иной категории, некоторые слова отнесены одновременно к нескольким категориям. Таким образом, исключается возможность однозначного распознавания контекста по «понятию-ключу». Количество общих понятий, вычисленное согласно выражению (2), составило 49,3 %:

$$P_{shared} = \frac{N_{shared}}{N_{total}} \cdot 100 \%, \quad (2)$$

где N_{shared} – число понятий, встречаемых в нескольких категориях; N_{total} – общее количество используемых понятий.

Следующим этапом является построение целевого контекста для каждой категории согласно описанному выше алгоритму. Построение семантического графа осуществлялось до 1-го уровня.

На первом этапе исследования проводилась оценка эффективности обработки языковой информации без учета семантических связей между отдельными понятиями. Для осуществления данной цели выполнялась кластеризация записей текстовой базы данных, т.е. группировка записей на основе сходства употребления тех или иных понятий в каждой тестируемой записи. После формирования кластеров, а их количество задавалось априорно и равнялось числу используемых категорий, проверялось, верно ли запись была отнесена к тому или иному кластеру по априорно заданной категории. Анализ осуществлялся с помощью программного инструментария *Weka* [5] с использованием методов *KMean* [6] и *EM* [7] кластеризации. Результаты анализа приведены на рисунке 5.

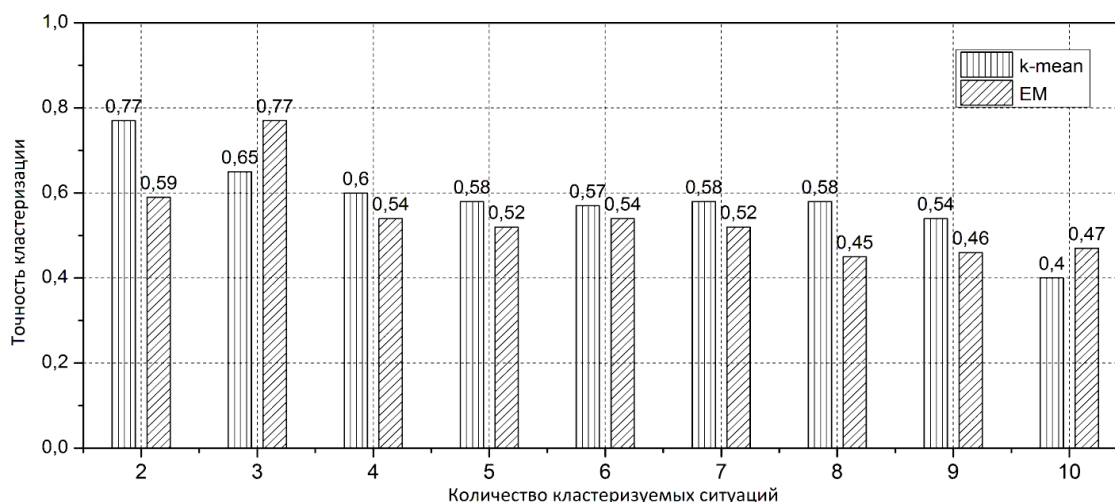


Рис. 5. Результаты точности кластеризации тестовых записей

На основе полученных результатов можно сделать вывод о том, что определение схожести сообщений только на основе сравнения частоты использования ключевых слов не дает высокой точности обработки. Полученный результат подтверждает тот факт, что выражение одной и той же мысли может осуществляться различными словами и понятиями, связанными различными семантическими отношениями между собой, которые не учитываются статистическим методом – нахождением характерных выражений на основе максимальной частоты их употребления.

Следующий этап тестирования – нахождение точности определения категории сообщений путем сравнения схожести их содержания с априорно заданным контекстом из семантически связанных понятий, а в реальном применении – способности выявления целевой ситуации с использованием семантического графа. Для моделирования реальных условий работы тестирование осуществлялось путем анализа в произвольном порядке записей текстовой базы данных. Значение точности определения категории рассчитывалось согласно следующему выражению:

$$P_{precision} = \frac{N_{correct}}{N_{total}}, \quad (3)$$

где $N_{correct}$ – число правильно распознанных ситуаций; N_{total} – общее число записей в текстовой базе данных.

В приведенном тестировании $N_{total} = 7512$.

Результаты тестирования приведены на рисунке 6.

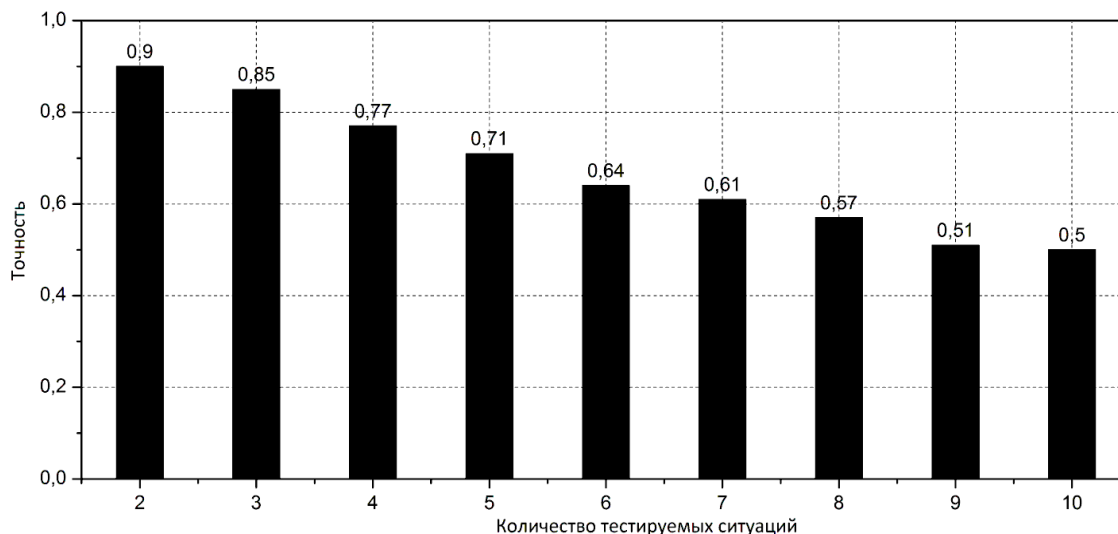


Рис. 6. Результаты тестирования предложенного алгоритма

Заключение. Разработанный алгоритм семантического анализа языковой составляющей сообщения показал превосходство перед традиционными алгоритмами обработки языковой информации. Важным преимуществом предложенного алгоритма является его применение в реальных задачах без этапа обучения. Положительный результат тестирования обоснован успешной практической проверкой состоятельности предположения о возможности моделирования целевой ситуации с помощью множества семантически связанных понятий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Introduction to WordNet: An On-line Lexical Database [Electronic resource]. – Режим доступа: <http://wordnetcode.princeton.edu/5papers.pdf>. – Дата доступа: 26.09.2012.
2. Toutanova, K. Enriching the Knowledge Sources Used in a Maximum Entropy: Part-of-Speech Tagger / K. Toutanova, Ch.D. Manning // In Proceedings of the Joint SIGDAT Conference on Empirical Methods in Natural Language Processing and Very Large Corpora. USA. – 2000. – P. 63 – 70.
3. Toutanova, K. Feature-Rich Part-of-Speech Tagging with a Cyclic Dependency Network: In Proceedings of HLT-NAACL / K. Toutanova, D. Klein, Ch. Manning. – USA. – 2003. – P. 252 – 259.
4. Machine Learning and Intelligent Systems, University of California [Electronic source]. – Access mode: <http://archive.ics.uci.edu/ml/datasets/Reuters-21578+Text+Categorization+Collection>. – Date: 06.02.2011.
5. Holmes, G. WEKA: a machine learning / G. Holmes // Intelligent Information Systems. – 1994. – № 29. – P. 357 – 361.
6. Jain, A.K. Data Clustering: 50 Years Beyond K-Means / A.K. Jain // Pattern Recognition Letters. – 2010. – № 8. – Vol. 31. – P. 651 – 666.
7. Clustering With EM and K-Means [Electronic resource]. – Режим доступа: http://cseweb.ucsd.edu/~atsmith/project1_253.pdf. – Дата доступа: 25.10.2012.

Поступила 15.01.2013

SEMANTIC BASED ALGORITHM FOR LANGUAGE COMPONENT ANALYSIS OF SPEECH

D. PEKAR, V. SADOV

The presented study describes an algorithm for analysis of the language component of speech to detect a certain situation which is connected with some expressed meaning. The basis of the proposed algorithm is a semantic graph which helps to model the semantic context of the detected situation. To construct this graph lexical-semantic database of English WordNet is used which allows to search for related concepts, and to identify the necessary semantic relations between them. The proposed approach has several advantages like the easiness of describing and modelling of target situations, there is no need to train the system, and also taking into account semantic relations within natural language. The obtained test results allow to say that the suggestions made are justifiable and the proposed algorithm outperforms the traditional key-word based approach.

УДК 621.391.8

**ОБНАРУЖЕНИЕ И КОМПЕНСАЦИЯ
ЗАШУМЛЕННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ****д-р техн. наук, проф. В.К. ЖЕЛЕЗНЯК, А.В. БАРКОВ**
(Полоцкий государственный университет)

Задачей исследования является обнаружение периодической импульсной последовательности из аддитивных шумов высокого уровня с целью последующего её подавления. Обнаружение основано на быстром преобразовании Фурье и априорной информации о спектре периодических импульсных последовательностей. Сравнение и оценка обнаружения произведена при помощи оптимального приема и порогового детектирования. Выбор порога осуществлен по известным критериям оптимальности в задачах обнаружения сигналов. Подавление импульсных последовательностей в канале утечки информации решается их компенсацией воспроизведением противофазного обнаруженного сигнала. Эксперименты проведены моделированием периодической импульсной последовательности с добавлением аддитивных шумов, таких как белый шум, хаотическая импульсная последовательность, телеграфный сигнал. Предложен метод обнаружения и компенсации зашумленных импульсных последовательностей.

Введение. Передача информации в настоящее время реализуется преимущественно в цифровом виде. Передаваемый сигнал представляется сложным, так как при цифровой передаче в него врезается сигнал синхронизации. Сигнал синхронизации представляется периодическими импульсными последовательностями. К сложным сигналам, в частности, относятся видеосигналы, сигналы цифровой речи, передача цифровых данных. Их структура представляет сложный сигнал, который содержит в своем составе импульсы синхронизации, которые в совокупности представляют синхросмесь.

Обнаружение синхросигналов в шумах при оценке защищенности информации – демаскирующий признак, по которому принимают решение о наличии канала утечки информации. Видеосигналы накапливают, используя полученные данные о параметрах синхронизации. Выделение синхронизирующих импульсов позволяет проводить синхронное накопление информации, например, в виде видеокладов. Накопление информации позволяет улучшить отношение сигнал/шум видеокладов. Синхронизация используется при передаче цифровых сообщений, которые имеют логическую форму двоичных единиц и нулей [1, с. 84].

Цель данного исследования – обосновать обнаружение импульсов синхронизации в шумах высокого уровня и последующее их подавление в канале утечки информации для обеспечения его разрушения.

Проанализируем известные принципы выделения сигналов из шумов.

В работе [2] представлен принцип выделения потоков импульсных сигналов, основанный на их совпадении, который реализуется с применением накопителей на линиях задержки с положительной обратной связью. Недостатками этого принципа являются ограниченные функциональные возможности.

Обнаружение периодических импульсных последовательностей и оценка их периода основаны на измерении временных интервалов между моментами прихода смежных импульсов входного потока [3].

Решения в [2; 3] не рассматривают возможность обнаружения сигнала в шумах высокого уровня, в маскирующих помехах в виде белого шума, учитывают только влияния мешающих импульсных последовательностей.

В работе [4] предложен способ измерения и подавления физических полей самонастраивающимся опорным полем. Недостатком способа является невозможность обнаружения сигнала в шумах высокого уровня.

Задача предлагаемого метода – обеспечение возможности обнаружения и компенсации зашумленных импульсных последовательностей в шумах высокого уровня при воздействии помех, таких как белый шум, хаотическая импульсная последовательность, телеграфный сигнал, а также обеспечение возможности обнаружения и компенсации импульсного сигнала в аддитивной смеси с шумом.

Алгоритм обнаружения периодических импульсных последовательностей. Алгоритм решения задачи состоит в том, что для обнаружения периодических импульсных последовательностей их выделяют из шумов и оценивают параметры зашумленного сигнала. Временное представление зашумленного сигнала преобразуют в частотное. Спектр амплитуд, получаемый из периодической импульсной последовательности, имеет ряд гармонических составляющих, при этом частота следования импульсов соответствует частоте первой гармоники [5, с. 32]. Задача решается путем моделирования синхросигнала в аддитивной смеси с шумом в канале утечки информации. Генерируют прямоугольные импульсы с заданными параметрами амплитуды, частоты, скважности и генерируют маскирующий шум. Прямоугольные импульсы исходного сигнала смешивают с шумом, полученная смесь моделирует канал утечки. Разде-

ляют сигнал на отрезки равной произвольной длительности. Дискретное преобразование Фурье каждого отрезка зашумленного сигнала суммируют по формуле:

$$S = \sum_0^{N-1} FFT(S_n),$$

где N – количество отрезков сигнала равной длины; S_n – сигнал указанной длины; FFT – Фурье-преобразование сигнала; S – накопленные преобразованные отрезки сигнала.

Накопление в частотной области позволяет без априорных данных о периоде следования импульсов улучшить отношение сигнал/шум в отличие от накопления во временной области. Накопленные спектральные составляющие амплитуд зашумленного сигнала позволяют обнулить шумовые составляющие, не кратные частоте следования импульсов f исходного сигнала, включая нулевую гармонику. Обратным дискретным преобразованием Фурье обработанного сигнала получают восстановленный сигнал и сравнивают его с исходным, из которого предварительно удалена его постоянная составляющая. Идентичность сравниваемых сигналов позволяет принять решение об обнаружении и выделении периодической импульсной последовательности. Сравнение и оценку обнаружения производят при помощи оптимального приема и порогового детектирования, выбор порога осуществляем по известным критериям оптимальности решений в задачах обнаружения сигналов [6, с. 33], а за оценку периодов обнаруженных импульсных последовательностей принимают частоту гармоники спектра амплитуд с наибольшей амплитудой, частота которой соответствует частоте следования импульсов.

Компенсация периодических импульсных последовательностей в канале утечки информации. Принцип предлагаемого метода реализуется следующим образом. Входным параметром является зашумленный сигнал, который может содержать периодическую импульсную последовательность $x(t)$ с неизвестными параметрами (рис. 1).

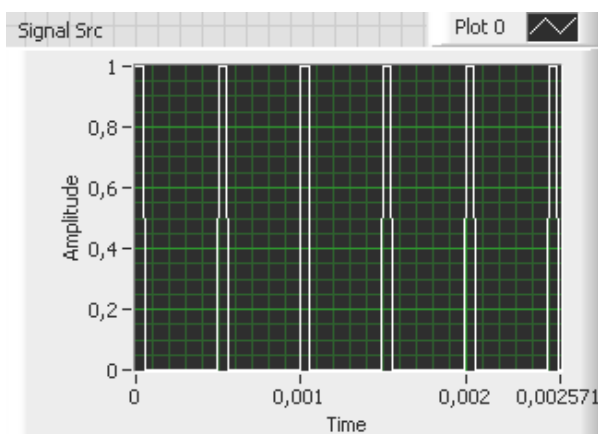


Рис. 1. Последовательность прямоугольных импульсов

Задача заключается в том, чтобы принять решение о наличии или отсутствии периодической импульсной последовательности с неизвестными параметрами в шумах (рис. 2).

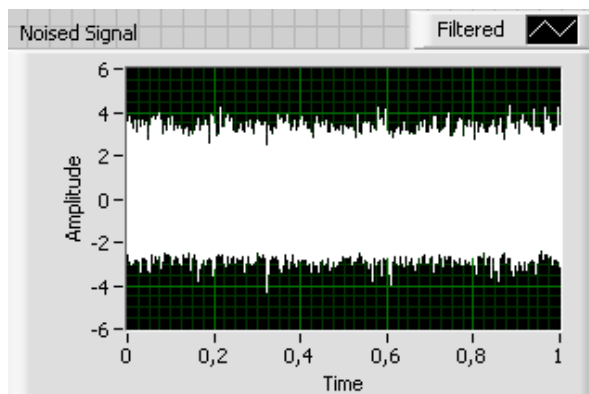


Рис. 2. Зашумленная периодическая импульсная последовательность

Рассмотрим последовательность (пачку) прямоугольных импульсов. Она характеризуется длительностью импульса, периодом следования импульсов и общим числом импульсов в пачке [7, с. 316]. Неизвестными параметрами периодической импульсной последовательности могут быть: A – амплитуда; f – частота следования импульсов ($T = 1/f$ – период следования импульсов), длительность импульсов, число импульсов в пачке.

Обнаружение сигнала производим алгоритмом, описанным ранее. Время обработки определяется количеством отрезков разбиения сигнала и предполагаемым количеством импульсов в них, которые определяют порог обнаружения сигнала. Делаем допущение о наличии сигнала периодической импульсной последовательности с неизвестными параметрами в шумах высокого уровня. Количество разбиений для обнаружения сигнала равно $N_1, N_2, N_3 \dots N_I$, где I определяется порогом обнаружения.

При моделировании периодической импульсной последовательности исходными параметрами эксперимента явились частота следования импульсов 2000 Гц и амплитуда импульсов 1 В.

Представим зашумленную импульсную последовательность в частотной области $F\{x\}$. Спектр амплитуд зашумленного сигнала представлен на рисунке 3.

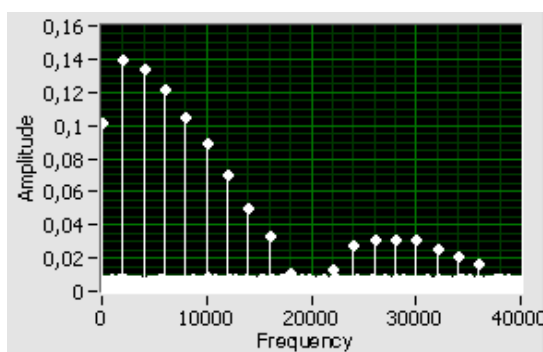


Рис. 3. Спектр зашумленного сигнала

По спектру амплитуд определяют гармонику с наибольшей амплитудой. Рисунок 3 показывает, что будет выделена гармоника с амплитудой 0,14 и частотой 2000 Гц. За частоты следования импульсов f обнаруженной периодической импульсной последовательности принимают частоту гармоники спектра амплитуд с наибольшей амплитудой, производим выделение этой гармоники. В данном случае это гармоника на частоте 2000 Гц. Этот параметр носит информативный характер, при правильном обнаружении данная частота будет соответствовать частоте следования импульсов f .

Производим фильтрацию спектра, обнуляя составляющие, не кратные основной частоте следования импульсов f (значение этой частоты определили по спектру амплитуд ранее). Кратность частот определяем по формуле:

$$f_k = f \cdot k, \tag{2}$$

где $k = 0, 1, 2, \dots, N$ – номер гармоники; f – частота следования импульсов.

Спектр амплитуд после фильтрации представлен на рисунке 4.

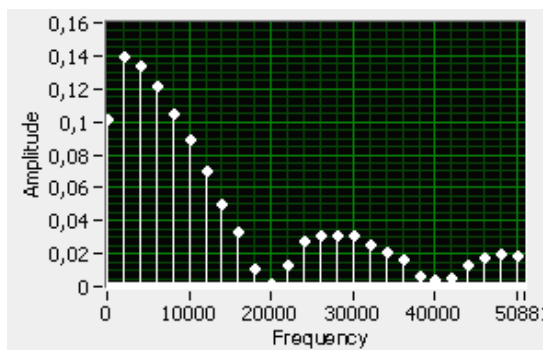


Рис. 4. Спектр зашумленного сигнала после фильтрации

Спектр амплитуд периодической импульсной последовательности из исходного зашумленного сигнала $x(t)$ и восстановленного сигнала после фильтрации незначительно отличаются амплитудами.

Выполняем обратное дискретное преобразование Фурье (ОДПФ) и производим нормирование амплитуд восстановленной импульсной последовательности по формуле

$$Sig = InvFFT\{S\} / N, \quad (3)$$

где $InvFFT\{S\}$ – обратное дискретное преобразование Фурье; N – количество отрезков сигнала равной длины, получаем восстановленный сигнал $x1(t)$.

В результате выполненного преобразования получаем восстановленную импульсную последовательность. Если сравнить импульсную последовательность из исходного сигнала (см. рис. 1) и восстановленную импульсную последовательность после обратного дискретного преобразования Фурье (рис. 5), видно, что импульсная последовательность восстановлена с некоторыми искажениями по форме, однако значительно отличается от зашумленного сигнала (см. рис. 1).

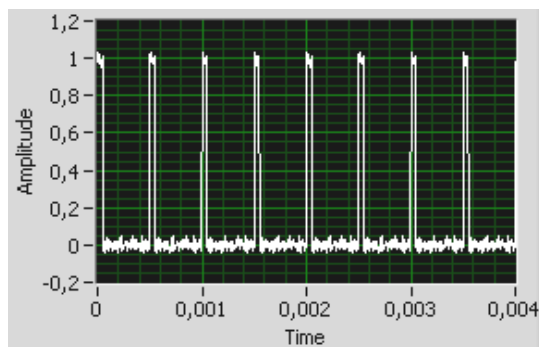


Рис. 5. Импульсная последовательность после обратного дискретного преобразования Фурье

Сравниваем импульсные последовательности, представленные на рисунке 1, принимаем решение о соответствии восстановленной импульсной последовательности исходной. Соответствие сигнала исходному определяем с помощью оптимального приема и порогового устройства; выбор порога осуществляется по известным критериям оптимальности решений в задачах обнаружения сигналов [6, с. 33].

За оценку частоты следования периодической импульсной последовательности принимаем значение, равное 2000 Гц, что соответствует значению частоты следования импульсов в исходном сигнале. Осуществляем поворот восстановленного сигнала $x1(t)$ (рис. 6) в противофазе, получаем сигнал $x1r(t)$. Таким образом, при сложении с зашумленным сигналом $x(t)$ этот сигнал разрушит посредством компенсации периодическую импульсную последовательность, которая была в зашумленном сигнале.

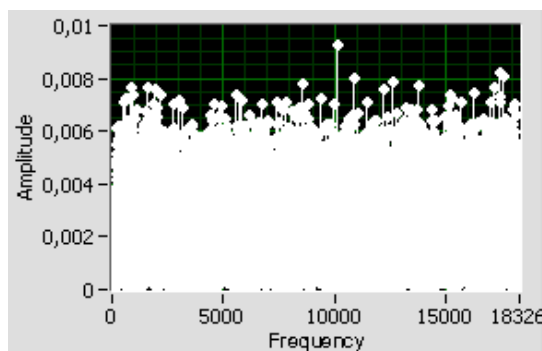


Рис. 6. Спектр разрушенного сигнала в канале утечки информации

Если определили наличие сигнала в шумах, подаем управляющий сигнал $c1$, который устанавливает, что необходимо разрушить периодическую импульсную последовательность. Производим сложение сигналов $x(t)$ и $x1r(t)$, если принимаем управляющий сигнал $c1$, который подается в случае, если установили наличие периодической импульсной последовательности в шумах. На выходе получаем разрушенный сигнал $x2(t)$, в котором скомпенсирована периодическая импульсная последовательность.

Рисунок 6 представляет спектр разрушенного сигнала, который значительно отличается от спектра зашумленного сигнала (см. рис. 3) и в нем отсутствуют признаки наличия сигнала в шумах, что говорит об успешном разрушении сигнала. Моделирование отсутствия периодической импульсной последователь-

ности с неизвестными параметрами в шумах производится после её разрушения. Решение об отсутствии сигнала принимается на основании наличия сигнала либо его отсутствии ниже порога обнаружения.

Обнаружение синхросигналов в шумах при оценке защищенности информации представляет признак, по которому принимают решение о наличии канала утечки. Считается, что цифровое сообщение имеет логическую форму двоичных единиц и нулей и с целью передачи проходит этап импульсной модуляции, в результате чего преобразуется в низкочастотные (импульсные) сигналы, или видеоимпульсы. Видеоинформацию накапливают, используя полученные данные о параметрах синхронизации, также накопление информации позволяет улучшить отношение сигнал/шум. Выделение синхронизирующих импульсов позволяет проводить синхронное накопление информации, например, в виде видеокадров.

В режиме VGA для строчной частоты 31,5 кГц при длительности сигнала 10 с и разделении по 1000 строчных импульсов в пачке произведено 314 накоплений в спектральной области. По накопленному сигналу 31,5 кГц обнуляем шумовые составляющие в спектре, не кратные строчной частоте. В зависимости от зашумленности канала утечки длительность сигнала увеличивается. Увеличение количества импульсов в пачке обуславливает уменьшение искажения частотного представления. Наличие строчной частоты в канале утечки видеоинформации позволяет применять предложенный способ для обработки и извлечения зашумленной видеоинформации. Предложенный метод является универсальным, так как при различных структурах маскирующих сигналов результаты обработки аналогичны.

Заключение. Исследованы обнаружение, выделение и компенсация периодических импульсных последовательностей и импульсов синхронизации в шумах высокого уровня при воздействии различных аддитивных помех. Показано обнаружение периодических импульсных последовательностей в шумах с принятием решения о соответствии восстановленного сигнала исходному, разрушение сигнала в канале утечки информации путем компенсации исходного сигнала восстановленной импульсной последовательностью.

Предложенный метод обладает следующими преимуществами: обнаружение и компенсация периодических импульсных последовательностей в шумах высокого уровня при воздействии факторов помех, таких как белый шум, хаотическая импульсная последовательность, телеграфный сигнал, обнаружение импульсных последовательностей в аддитивной смеси с шумом, в которой может меняться амплитуда сигнала за счет наложения шума.

ЛИТЕРАТУРА

1. Скляр, Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение / Б. Скляр. – 2-е изд., испр.; пер. с англ. – М.: Издат. дом «Вильямс», 2003. – 1104 с.
2. Лезин, Ю.С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов / Ю.С. Лезин. – М.: Сов. радио, 1969. – 320 с.
3. Способ обнаружения периодических импульсных последовательностей и оценки их периода: пат. 2251704 Рос. Федерации, МПК G01R23/02; опубл. 10.05.2005.
4. Способ и устройство для измерения и подавления физических процессов (полей) окружающей среды самонастраивающимся опорным процессом (полем): пат. 2391678 Рос. Федерации, МПК G01R29/08; опубл. 27.01.2010.
5. Денисенко, А.Н. Статистическая теория радиотехнических систем / А.Н. Денисенко. – М.: АРИ, 2007. – 200 с.
6. Помехоустойчивость информационных радиосистем управления: учеб. пособие / А.Г. Охонский [и др.]. – М.: МГАП «Мир книги», 1993. – 216 с.
7. Ван Трис, Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции / Г. Ван Трис. – Нью-Йорк, 1971; пер. с англ. проф. В.Т. Горяинова. – М.: Сов. радио, 1977. – Т. III: Обработка сигналов в радио- и гидролокации и прием случайных гауссовых сигналов на фоне помех. – 664 с.

Поступила 21.02.2013

DETECTION AND COMPENSATION OF NOISY PULSE SEQUENCE

V. ZHELEZNYAK, A. BARKOV

We consider the detection of periodic pulse sequences and their suppression by compensation in the channel of information leakage. The objective is to find a periodic pulse sequence of additive noise of high level for its subsequent suppression. Detection is based on the fast Fourier transform and a priori information on the spectrum of the periodic pulse sequences. Comparison and evaluation of the detection is carried out with the best reception and the threshold detection. The choice of threshold is performed by well-known criteria of optimality in problems of signal detection. Suppression of pulse sequences in the channel of leak is solved by their compensation by playback of antiphase signal detection. Experiments were carried out by simulations of the periodic pulse sequence with the addition of the additive noise such as white noise, a chaotic pulse train, telegraph signal. The method of detection and compensation of noisy pulse sequences is suggested.

УДК 621.311.001.57:697.31

ПРИМЕНЕНИЕ ИМИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОВОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ В СОСТАВЕ ЭНЕРГОСИСТЕМЫ

канд. техн. наук В.Е. ПИТОЛИН
(Полоцкий государственный университет)

Рассмотрен основной критерий оптимизации режимов работы тепловой электростанции в энергосистеме – равенство значений относительных приростов расхода топлива на выработку активной электрической мощности. Предложен порядок использования имитационной модели тепловой электростанции, построенной с применением сплайн-аппроксимации нормативных энергетических характеристик и имеющей интуитивно понятный интерфейс в виде экранной формы тепловой схемы станции, позволяющий оперативно сформировать оптимальный состав оборудования и рассчитать оптимальные эквивалентные её характеристики для любых режимов работы. Применение имитационных моделей тепловых электростанций в составе динамических моделей оперативного управления энергосистем для обеспечения оптимального распределения электрических нагрузок между ними позволит сэкономить до 2-х тысяч тонн условного топлива в год уже на начальном этапе внедрения.

Оптимизация параметров работы тепловых электростанций (ТЭС) и энергосистемы (ЭС) в целом позволяют обеспечить существенную экономию топлива практически без дополнительных капитальных вложений, что является весьма актуальным.

Для каждой ТЭС имеется своя зависимость расхода топлива от вырабатываемой активной мощности $B_i = f(P_{ген,i})$, которая называется *расходной характеристикой ТЭС*. В качестве топлива для ТЭС могут использоваться уголь, газ, щепа и другие виды органического топлива, поэтому при определении расходной характеристики ТЭС в энергетике Республики Беларусь и Российской Федерации используется понятие «условного топлива», равного по теплотворной способности 1 килограмму каменного угля, или 29,3 МДж (7000 Ккал). В данном исследовании не рассматривается вариант использования критерия затрат на топливо, предполагая, что он будет исследован в дальнейших работах.

Если бы расходные характеристики были линейны и одинаковы для всех станций, то суммарный расход условного топлива не зависел бы от распределения активных мощностей между ТЭС. В действительности эти характеристики нелинейны и различны. Поэтому изменение распределения генерируемых активных мощностей между ТЭС в энергосистеме приводит и к изменению расхода условного топлива. Существует оптимальное распределение активных мощностей, соответствующее минимуму расхода условного топлива при выработке заданной активной мощности.

Решению задачи оптимизации посвящено большое количество научных исследований и технических разработок как в нашей стране, так и за рубежом.

При оптимизации режимов электроэнергетических систем наибольшее распространение получили *метод множителей Лагранжа* и *градиентные методы* [1]. Также используются *метод динамического программирования (метод Беллмана)*, метод эквивалентирования групп ТЭС с условно одинаковыми расходными характеристиками [2] и некоторые другие. В настоящее время разрабатываются также альтернативные алгоритмы оптимизации режимов, в частности с использованием методов *нечеткой логики* и *эволюционных алгоритмов*. Эти методы основаны на предположении, что расходные характеристики ТЭС имеют определенные аналитические выражения и минимальное количество ограничений, что вполне приемлемо, например, для ТЭС с конденсационными турбинами.

В качестве критерия оптимизации выберем расход условного топлива на выработку электроэнергии в энергосистеме регионального уровня, например, уровня Витебскэнерго. Здесь необходимо отметить, что наиболее универсальным для решения задач оптимизации режимов работы ТЭС и отопительных котельных является критерий минимума топливных затрат в энергосистеме, предложенный А.Д. Качаном [3]. Поэтому для определения расхода топлива на дополнительную (против режима теплового графика) выработку электроэнергии, а также влияния расхода энергии на собственные нужды используется соответствующая методика разделения затрат топлива на отпуск тепловой и электрической энергии от ТЭС.

Соответствующая целевая функция оптимизации имеет вид:

$$F = \sum_{i=1}^{m+1} B_i \Rightarrow \min, \quad (1)$$

где B_i – расход условного топлива на i -й ТЭС на выработку активной электрической мощности, под $(m+1)$ -й ТЭС понимается балансирующий узел энергосистемы, расходная характеристика которого известна.

В энергосистеме РУП Витебскэнерго и Белорусской энергосистеме в целом таким балансирующим узлом является Лукомльская ГРЭС, имеющая эквивалентную характеристику замещающей конденсационной электростанции 0,312 кг/кВтч.

Баланс активных мощностей в энергосистеме можно записать следующим образом:

$$\sum_{i=1}^{m+1} P_{ген,i} - P_n - P_{\Sigma} = 0, \quad (2)$$

где $P_{ген,i}$ – активная мощность, генерируемая i -й ТЭС в энергосистему; P_n – активная нагрузка в электро-сети; P_{Σ} – суммарные потери активной мощности в сети.

Уравнение оптимизации в виде функции Лагранжа будет иметь следующий вид:

$$L = \sum_{i=1}^{m+1} B_i + \lambda \left(\sum_{i=1}^{m+1} P_{ген,i} - P_n - P_{\Sigma} \right) = 0. \quad (3)$$

Активная мощность нагрузок считается постоянной величиной, а потери – функцией генерируемых мощностей, за исключением мощности балансирующего узла.

Так как выражение для баланса мощности равно нулю (2), то минимумы функции Лагранжа (3) будут совпадать с минимумами целевой функции (1).

Для поиска глобального оптимума продифференцируем функцию Лагранжа по переменным $P_{ген,i}$ и приравняем производные нулю.

Получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial P_{ген,i}} = \frac{\partial B_i}{\partial P_{ген,i}} + \lambda \left(1 - \frac{\partial P_{\Sigma}}{\partial P_{ген,i}} \right) = 0, & i = 1, \dots, m; \\ \frac{\partial L}{\partial P_{ген,m+1}} = \frac{\partial B_{m+1}}{\partial P_{ген,m+1}} + \lambda = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Допустим, что $\varepsilon_i = \frac{\partial B_i}{\partial P_{ген,i}}$ – относительный прирост расхода топлива на i -й ТЭС; $\sigma_i = \frac{\partial P_{\Sigma}}{\partial P_{ген,i}}$ – относительный прирост потерь в сетях i -й ТЭС при увеличении генерируемой мощности на этой ТЭС.

Перепишем систему уравнений (4) с учетом принятых обозначений:

$$\begin{cases} \frac{\partial L}{\partial P_{ген,i}} = \varepsilon_i + \lambda(1 - \sigma_i) = 0, & i = 1, \dots, m; \\ \frac{\partial L}{\partial P_{ген,m+1}} = \varepsilon_{m+1} + \lambda = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Из системы уравнений (5) определим выражения для множителя Лагранжа λ :

$$-\lambda = \frac{\varepsilon_i}{1 - \sigma_i} = \varepsilon_{m+1} = idem, \quad (6)$$

где $\varepsilon_{m+1} = 312$ г/кВтч.

Условие оптимума (6) для ТЭС, расположенных рядом с основными потребителями электроэнергии, активная нагрузка которых существенно превышает максимальные значения собственной активной мощности, генерируемой в энергосистему, можно переписать без учета потерь в энергосистеме, которые в данном случае будут несущественными:

$$\varepsilon = \varepsilon_{m+1} = 312 \text{ кг/МВтч}. \quad (7)$$

При этом следует иметь в виду, что характеристика относительных приростов расхода топлива должна быть монотонно возрастающей. Рассчитать такие характеристики для конденсационных станций в рамках установленных ограничений не представляет трудностей. Для ТЭС с турбинами с противодавлением, а также с турбинами, имеющими регулируемые производственные отборы, применяется метод построения оптимальных эквивалентных характеристик, разработанный учеными БНТУ [3]. При этом текущая расходная характеристика ТЭС должна вычисляться с учетом работающего оборудования или выбираться из библиотеки уже рассчитанных характеристик. Наиболее сложным вариантом оптимизации являются

ся ТЭС с поперечными тепловыми связями, так как кроме большого набора вариантов включения разнотипного оборудования расходные характеристики таких ТЭС существенно зависят и от величины промышленных и теплофикационных отборов. Следует учитывать также, что регулирование режима работы подобных ТЭС обычно осуществляется ступенчато ввиду малой степени автоматизации, а реальные расходные характеристики имеют разрывы 1-го и 2-го рода, обусловленные включением-отключением технологического оборудования, работающего в поперечных связях (котлов, питательных и циркуляционных насосов, тягодутьевых вентиляторов и т.д.). Кроме того, имеется большое количество ограничений по использованию этого оборудования.

Задача построения оптимальных эквивалентных характеристик для таких ТЭС может быть решена только методом построения простой и интуитивно понятной имитационной модели. Решение задач оптимизации параметров их работы и загрузки на уровне региональной ЭС должно осуществляться с использованием динамических моделей оперативного управления, отображающих все особенности работы этих ТЭС и не допускающих режимов пережога топлива. Создание динамических моделей оперативного управления ЭС без разработки расчетных моделей отдельных ТЭС, оборудованных теплофикационными турбинами с регулируемыми отборами теплоты, практически невозможно. Расчетные (оптимизационные) модели теплофикационных ТЭС для целей оперативного управления ЭС в настоящее время отсутствуют.

Рассмотрим порядок построения и использования имитационной модели ТЭС типовой конфигурации, показанной на рисунке 1, для оптимизации параметров ЭС.

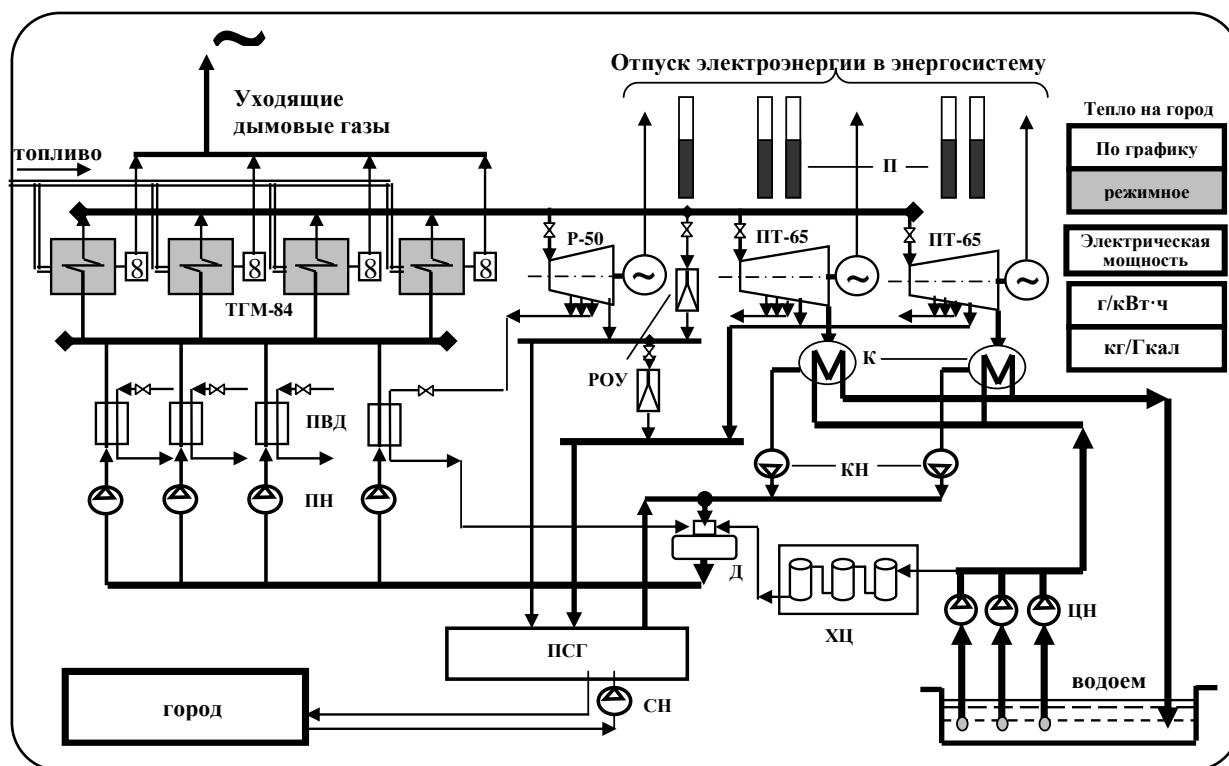


Рис. 1. Схема экранной формы имитационной модели ТЭС:

Р-50 и ПТ-65 – турбогенераторы; ТГМ-84 – энергетические котлы; ПВД – подогреватели питательной воды; РОУ – редукционно-охлаждающая установка; К – конденсаторы турбин; ПН – питательные насосы; КН – конденсатные насосы; ЦН – циркуляционные насосы; СН – сетевой (теплофикационный) насос; Д – деаэрационная установка; ХЦ – цех химводоподготовки; ПСГ – горизонтальный подогреватель сетевой воды; П – ползунковые потенциометры для задания режимов по пару

Для построения модели была использована схема тепловой электростанции с четырьмя паровыми котлами барабанного типа (ТГМ), одной турбиной с противодавлением (Р-50) и двумя турбинами с теплофикационными отборами теплоты (ПТ-65). Имитационная модель ТЭС формируется из совокупности отдельных расчетных блоков, связанных между собой. Каждый блок в свою очередь представляет расчетную (сепарабельную) модель отдельного энергетического объекта: питательного насоса, насоса сетевой воды, парового котла, паровой или газовой турбины, генератора электрического тока. Порядок построения таких моделей подробно изложен в работе [4]. Моделирование объектов ТЭС, как и в работе [5], осуществляется с использованием их нормативных энергетических характеристик, представленных в

виде графиков или таблиц. Отличие заключается в том, что ввод этих характеристик в алгоритм расчетной модели объекта выполнялся с использованием методов сплайн-аппроксимации [6], позволяющих уменьшить погрешности аппроксимации характеристик до 0,5 %, а сама имитационная модель формировалась не в виде таблиц, а в виде удобной и наглядной экранной формы (см. рис. 1).

Другое оборудование тепловых электростанций: теплообменные аппараты различных типов, деаэраторы, конденсаторы, регенерационные установки, коллекторы, трубопроводы, задвижки и т.д. с достаточной точностью представлены в модели простыми соотношениями входных и выходных параметров с использованием систем уравнений материального и теплового баланса.

При формировании алгоритма оптимизации технико-экономических параметров ТЭС применялась декомпозиция схемы ТЭС с разбиением на четыре уровня локальной оптимизации: уровень генерации активной электрической мощности (турбогенераторы); уровень пароснабжения на общий коллектор (энергетические котлы); уровень питательной воды из общего коллектора (питательные электронасосы); уровень подачи циркуляционной воды на общий коллектор охлаждения конденсаторов. При выполнении расчетов на имитационной модели ТЭС манипулятором «мышь» выбирался состав оборудования с оптимизацией по уровням, затем задавался отпуск тепла на город и «потенциометрами» устанавливался режим подачи пара на турбогенераторы и на подогреватель сетевой воды. В окна экранной формы (справа сверху) выводились мгновенные значения тепловой и электрической мощности ТЭС, а также значения параметров эквивалентных характеристик – расхода условного топлива на отпуск электроэнергии и расхода условного топлива на отпуск тепла в систему теплофикации города. Блок-схема алгоритма работы имитационной модели представлена на рисунке 2.

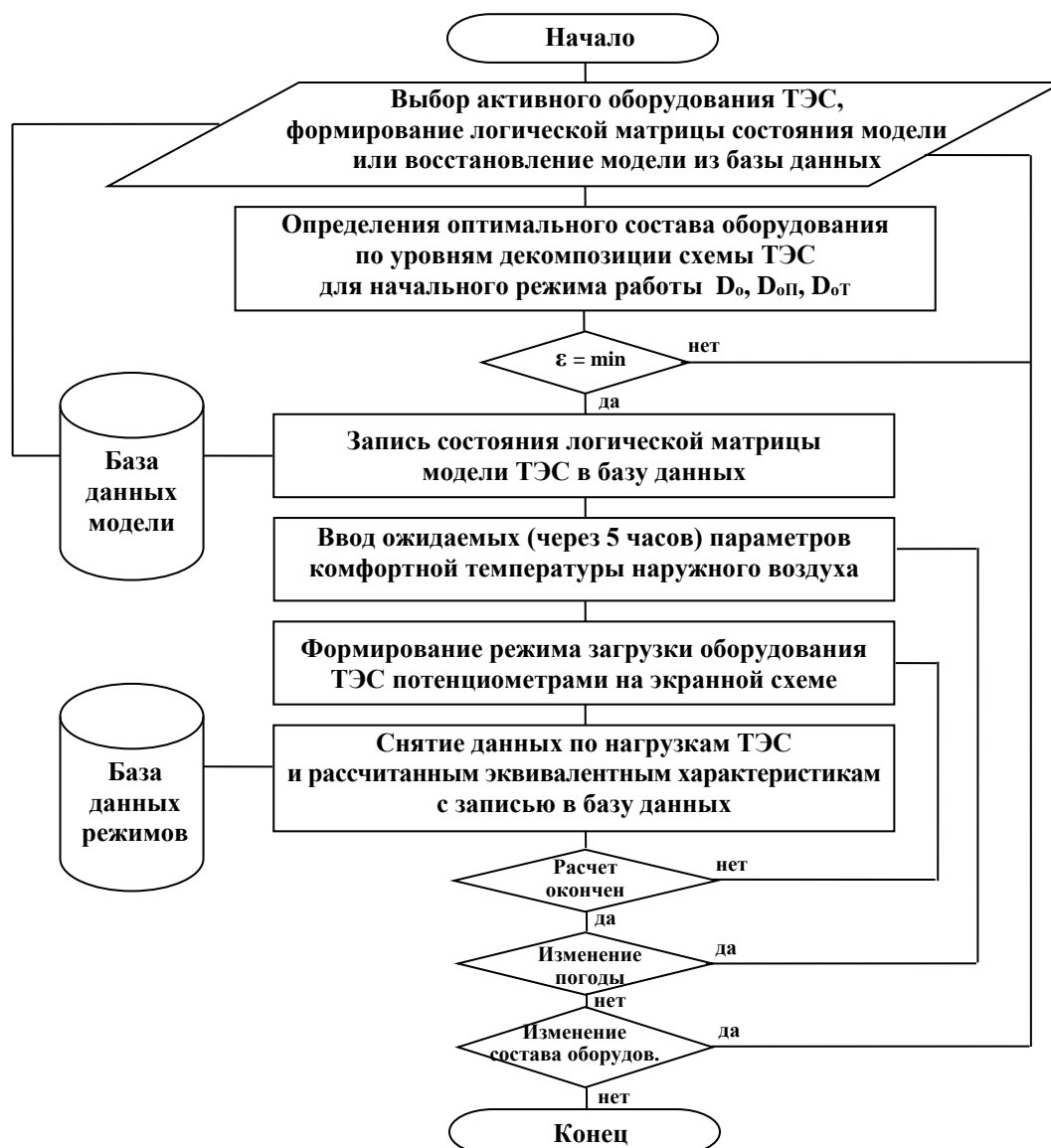


Рис. 2. Блок-схема алгоритма работы имитационной модели ТЭС

Разработанная модель использовалась для анализа возможности дополнительной выработки электроэнергии на тепловом графике работы ТЭС, что является достаточно актуальной задачей для реальных ТЭС, сталкивающихся с этой проблемой практически ежедневно.

Для более явного выделения эффектов топливоиспользования на теплофикационном режиме работы ТЭС полагаем, что отпуск пара в производственный отбор отсутствует, в представленной имитационной модели его нет. Для построения эквивалентной характеристики ТЭС рассмотрим теплофикационный режим работы, характерный для отопительного периода. На город с населением 100 000 человек от ТЭС подается тепло в количестве, пропорциональном значению комфортной температуры окружающего воздуха. Важно, что значение комфортной температуры учитывает влажность и силу ветра.

При ожидаемой комфортной температуре наружного воздуха $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ на город подается тепло 45 Гкал в час, при $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ – 70 Гкал в час, $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ – 100 Гкал в час и т.д. При этом вырабатывается и отпускается в энергосистему активная электрическая мощность. Дополнительно, в часы пиковых нагрузок, по команде диспетчера региональной энергосистемы станция берет дополнительную нагрузку. Величина дополнительной нагрузки обычно не оговаривается, так как станция берет полную нагрузку для работающих турбогенераторов, т.е. переходит в конденсационный режим – излишки пара сбрасываются на конденсатор турбины до его предельной пропускной способности без существенного ухудшения вакуума.

Результаты вычислений эквивалентной характеристики ТЭС представлены на рисунке 3.

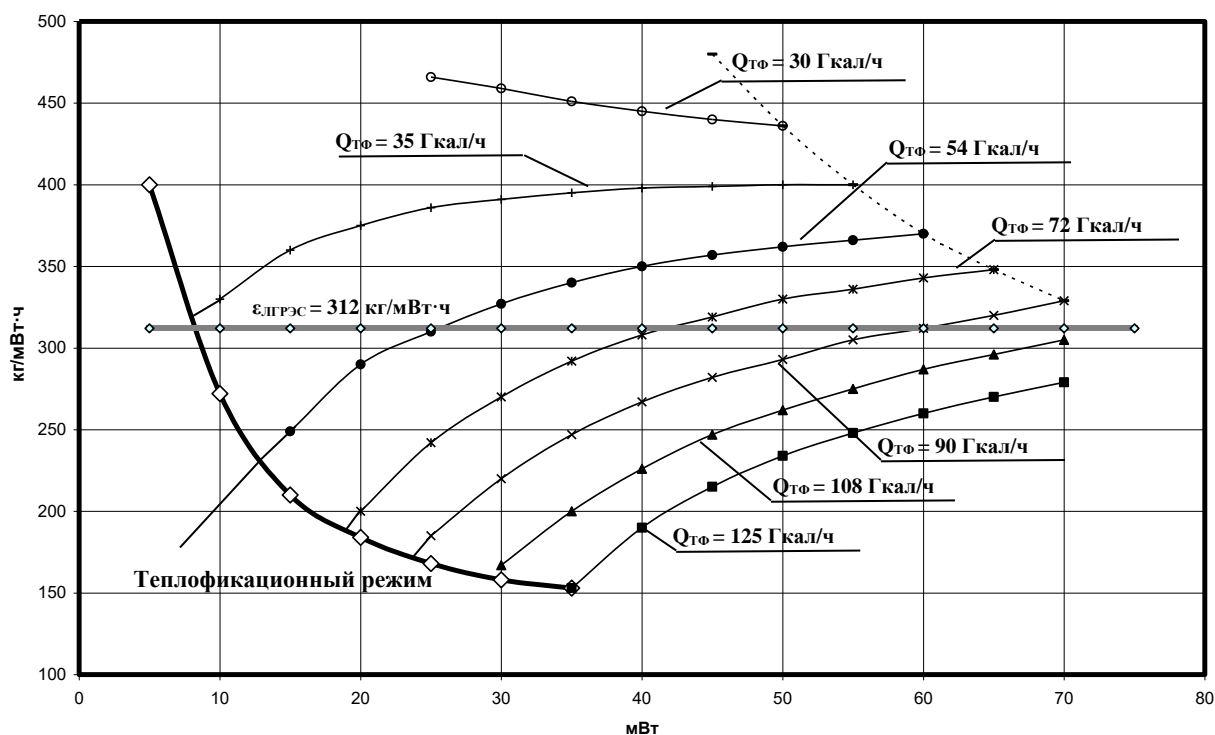


Рис. 3. Диаграмма эквивалентных характеристик модели ТЭС для теплофикационного и комбинированных режимов работы

Рассмотрим более подробно представленные на рисунке 3 характеристики работы ТЭС.

Из выведенного условия оптимума (7) (показан на диаграмме горизонтальной линией) можно сделать заключение, что ТЭС, находясь ниже этой линии, создает условия для пережога топлива замещающей ТЭС – Лукомльской ГРЭС, хотя собственные технико-экономические характеристики у нее будут хорошими. Находясь выше линии оптимума, ТЭС работает в режиме пережога топлива.

Порядок использования диаграммы эквивалентных характеристик ТЭС

1. Тепловая электростанция, обеспечивая теплом город в количестве 72 Гкал в час (режим отопления города при комфортной температуре окружающего воздуха $-7\text{ }^{\circ}\text{C}$) и работая в конденсационном режиме (сброс пара в конденсатор не превышает 10 т в час для обеспечения условий вентиляции последней ступени), имеет удельные характеристики 190 кг/МВт·ч.

Для ТЭС в целом это наиболее приемлемый режим, обеспечивающий экономию топлива относительно плановых показателей (240 кг/МВт·ч): $(240 - 190) \cdot 18,5 = 925$ кг условного топлива в час, но в условиях энергосистемы станция не приведена к оптимуму (7), поэтому условно недостающие 23 МВт вырабатывает замещающая станция, создавая пережог топлива в системе: $(312 - 190) \cdot (41,5 - 18,5) = 2\ 806$ кг условного топлива в час.

2. Тепловая электростанция, работая на теплофикационном режиме $Q_{ТФ} = 72$ Гкал в час, получает указание от центрального диспетчерского пункта (ЦДП) принять полную нагрузку. Выработка активной мощности станции при $Q_{ТФ} = 72$ Гкал в час увеличивается до 65 МВт. При этом ТЭС выходит на показатели удельных значений 350 кг/МВт·ч, что превышает оптимум и создает пережог топлива в энергосистеме за счет данной ТЭС: $(350 - 312) \cdot 65 = 2\,470$ кг условного топлива в час.

3. Как показывает практика эксплуатации реальной ТЭС, работающей с удельными показателями 260 кг/МВт·ч и выбегами в межотопительный период до 380 кг/МВт·ч [7], приведение такой ТЭС к строгому соблюдению оптимума характеристики при смещении выработки активной мощности только на 5 МВт позволит достичь экономии топлива в энергосистеме: $(312 - 260) \cdot 5 \cdot 24 \cdot 365 / 1000 = 2\,277$ тонн условного топлива в год.

Таким образом, при наличии у диспетчеров ЦДП или оперативного персонала ТЭС таких характеристик решение вопросов загрузки станций генерацией активной электрической мощности возможно с учетом обеспечения оптимума.

В заключение следует отметить, что представленная имитационная модель ТЭС является существенно упрощенной по отношению к реальному прототипу, но и она позволяет решать вопросы экономии топлива в энергосистеме.

Выводы. С использованием имитационной модели ТЭС можно легко и с достаточной степенью достоверности определять реально достигаемый эффект экономии топлива от применения различных энергосберегающих технологий, например, приведения режима работы станции к оптимальному в энергосистеме, что позволит получить реальную экономию топлива до 2-х тысяч тонн условного топлива в год.

С помощью имитационной модели ТЭС можно оценивать и различные конструктивные мероприятия, направленные на улучшение эксплуатационных характеристик ТЭС: применение струйного термокомпрессора в схеме ТЭС, тепловых насосов, паровых приводов питательных насосов или приводов с изменяемой частотой вращения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оптимизация режимов электростанций и энергосистем: учебник для вузов / В.А. Веников [и др.]. – М.: Энергоиздат, 1990. – 464 с.
2. Методы оптимизации режимов энергосистем / В.М. Горнштейн [и др.]. – М.: Энергия, 1981. – 336 с.
3. Качан, А.Д. Оптимизация режимов и повышение эффективности работы паротурбинных установок ТЭС / А.Д. Качан. – Минск: Выш. шк., 1985. – 176 с.
4. Свечко, М.В. Создание расчетных моделей сложных энергетических объектов / М.В. Свечко, В.Е. Питолин // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. Ф. Строительство. Прикладные науки. – 2008. – № 6. – С. 107 – 111.
5. Качан, А.Д. Построение аналитических моделей нормативных энергетических характеристик теплофикационных турбин / А.Д. Качан, Ю.Б. Попова, А.В. Пашенко // Изв. вузов и энергетических объединений СНГ. Энергетика. – 2002. – № 5. – С. 84 – 93.
6. Свечко, М.В. Метод сплайн-аппроксимации и интерполяции графических характеристик сложных энергетических объектов в расчетных моделях / М.В. Свечко, В.Е. Питолин // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2007. – № 3. – С. 85 – 89.
7. Свечко, М.В. О возможности экономии топлива на тепловых электростанциях за счет оптимизации схем использования энергетического оборудования / М.В. Свечко, В.Е. Питолин // Изв. вузов и энергетических объединений СНГ. Энергетика. – 2008. – № 2. – С. 70 – 74.

Поступила 22.01.2013

APPLICATION OF IMITATING MODEL FOR OPTIMIZATION OF PARAMETERS OF THE THERMAL POWER PLANT IN THE STRUCTURE OF THE ELECTRIC POWER SYSTEM

V. PITOLIN

The basic criterion for optimization of operation modes of a thermal power plant in an electric power system – the equality of values of incremental rate of fuel flow on manufacture of active electrical output is examined. The order of use of the imitative thermal power plant model constructed with the use of spline-approximation normative power performances and having intuitively the clear interface in the screen form of a thermal plant scheme is offered, allowing to generate the optimum structure of the equipment efficiently and to calculate its optimum equivalent performances for any operation modes. Application of imitating thermal power plant models in the structure of dynamic models of operative management of electric power systems for maintenance of the optimum distribution of electric loadings between them will allow to save up to two thousand tons of conditional fuel a year at the initial stage of introduction already.

УДК 621.396.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ HIGH FREQUENCY SYSTEM SIMULATOR

*К.И. КРЕМЕНЯ, канд. техн. наук, доц. В.Ф. ЯНУШКЕВИЧ
(Полоцкий государственный университет)*

Представлены результаты моделирования эллиптической щелевой антенны в программном пакете High Frequency System Simulator. Показана конструкция антенны с описанием основных её частей. Установлены закономерности изменения характеристик эллиптической щелевой антенны в зависимости от вариаций толщины диэлектрика. Даны рекомендации по разработке сверхширокополосных антенн при выборе толщины используемого диэлектрика. Результаты исследования могут быть использованы для построения широкополосных антенн в системах телекоммуникаций.

Введение. Разработка и создание антенн, соответствующих современным рыночным требованиям, предполагает использование передовых инструментов и методов, позволяющих выполнить инженерные расчеты для определения функциональности и рабочих характеристик будущего устройства. Основным таким методом в настоящее время стало компьютерное моделирование. Используя современные программные пакеты, можно без труда создавать на компьютере любую форму антенны, задавать всевозможные материалы, а затем получить необходимые характеристики. Более того, можно исследовать антенну и, изменяя ее параметры, оптимизировать под конкретные условия и требования. В условиях реальной антенны многие параметры измерить либо очень трудно, либо практически невозможно.

Одним из инструментов, позволяющих выполнить проектирование антенн, рассчитать их технические характеристики, провести компьютерный эксперимент, моделирующий условия реального мира, является программа High Frequency System Simulator (HFSS), в которой и было проведено исследование зависимости характеристик эллиптической щелевой антенны от изменения толщины подложки.

Конструкция антенны. Внешний вид сторон *A* и *B* эллиптической щелевой антенны приведен на рисунке 1, *a*, *б* соответственно.

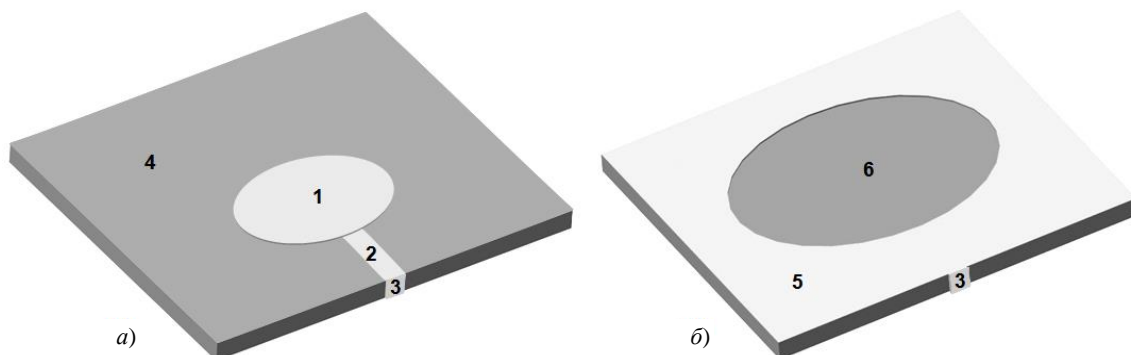


Рис. 1. Внешний вид сторон антенны:

1 – эллиптический резонатор; 2 – линия питания; 3 – дискретный порт;
4 – диэлектрическое основание антенны; 5 – земляная поверхность; 6 – щель эллиптического вида

Выполняется антенна на диэлектрическом основании 4, с одной стороны металлический резонатор эллиптического вида 1 с подведенной линией питания 2, с другой – по всей площади диэлектрика металлический экран 5 со щелью в виде эллипса 6. Возбуждение антенны происходит от дискретного порта 3 с волновым сопротивлением 50 Ом.

Резонансные длины волн эллиптического вида резонатора можно определить из выражения

$$\lambda_{рез} = \frac{\alpha \pi \sqrt{S_{эф} \cdot e}}{\sqrt{q_{mn}^{s,e}}},$$

где $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$ – эксцентриситет эллипса; $q_{mn}^{s,e}$ – n -й корень четной или нечетной функции Матье первого рода m -го порядка [1].

Резонатор эллиптической формы обладает хорошими диапазонными свойствами и в основном используется в нерезонансных микрополосковых антеннах [2].

Результаты исследования. Материалом диэлектрика в HFSS был выбран Rogers RO3003 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 3$ толщиной 1,575, 2 и 3 мм. В качестве материала излучающей поверхности выбрана медь толщиной 0,3 мм. Длина антенны 40 мм, ширина 35 мм. Исследуемый диапазон частот от 2,5 до 20 ГГц.

В ходе моделирования получены характеристики: диаграмма направленности (ДН) антенны, коэффициент стоячей волны (КСВ), коэффициент отражения от входа антенны (S11), показанные на рисунках 2 – 4 соответственно.

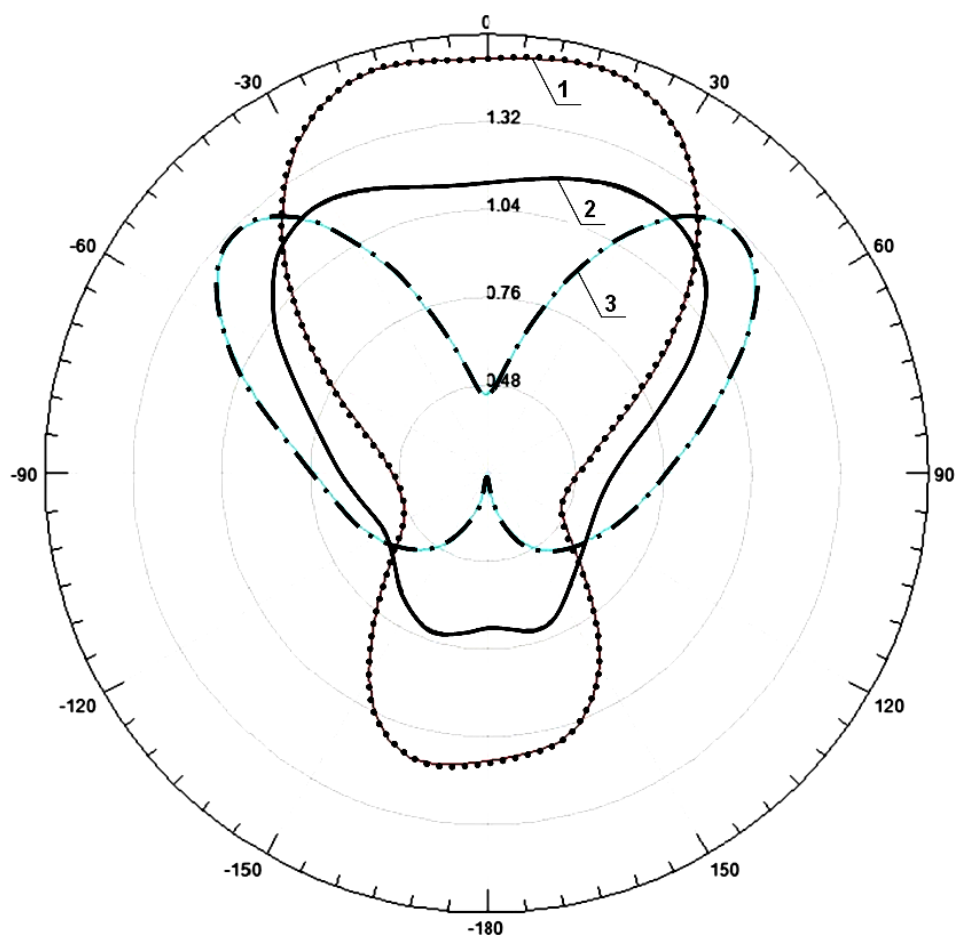


Рис. 2. Диаграмма направленности антенны:

1 – толщина диэлектрика 1,575 мм; 2 – толщина диэлектрика 2 мм; 3 – толщина диэлектрика 3 мм

Для диэлектрика толщиной 1,575 мм коэффициент направленного действия антенны равен 1,44, антенна излучает как в прямом, так и в обратном направлении, ширина диаграммы направленности 91°.

Для диэлектрика толщиной 2 мм ширина диаграммы направленности составляет 106°, коэффициент направленного действия антенны – 1,17, в направлении 0° получается небольшой провал диаграммы направленности до 1,13, антенна также незначительно излучает в обратном направлении.

Для диэлектрика толщиной 3 мм в направлении 0° антенна имеет провал диаграммы направленности. По диаграмме видно, что антенна излучает в сторону –50 и 50°.

У антенны с толщиной диэлектрика 1,575 мм наблюдаются хорошие согласующие свойства на отрезке частот от 6,2 до 20 ГГц, но более равномерное значение КСВН прослеживается на частоте от 9,5 до 12,5 ГГц.

У антенны с толщиной диэлектрика 2 мм на отрезке частот от 6 до 13,3 ГГц и от 17,6 до 20 ГГц также наблюдаются хорошие согласующие свойства.

У антенны с толщиной диэлектрика 3 мм хорошее согласование наблюдается на отрезке частот от 8 до 12,4 ГГц и от 17,6 до 20 ГГц, значение КСВ изменяется от 1,3 до 2.

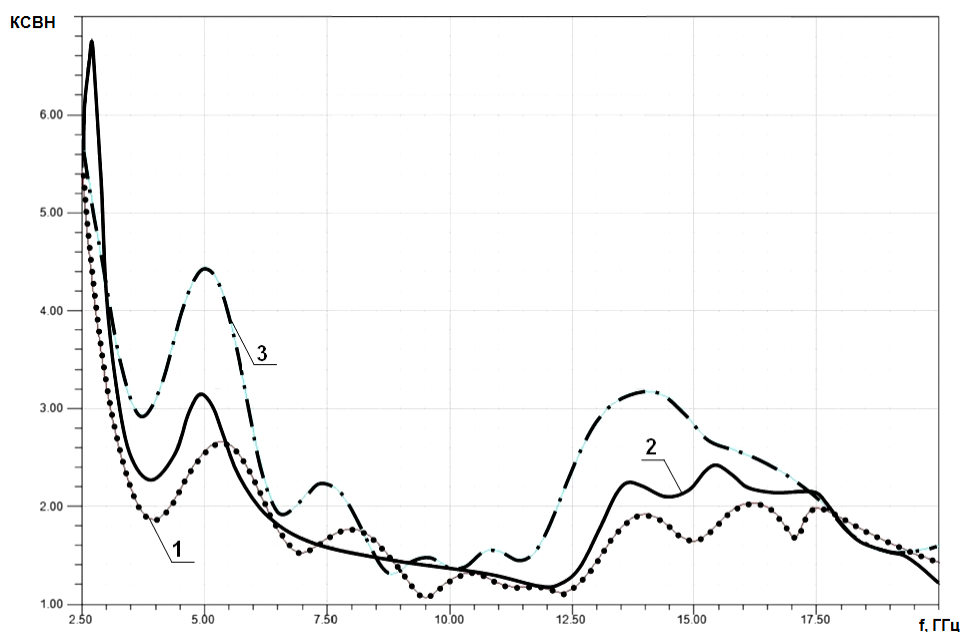


Рис. 3. Коэффициент стоячей волны:

1 – толщина диэлектрика 1,575 мм; 2 – толщина диэлектрика 2 мм; 3 – толщина диэлектрика 3 мм

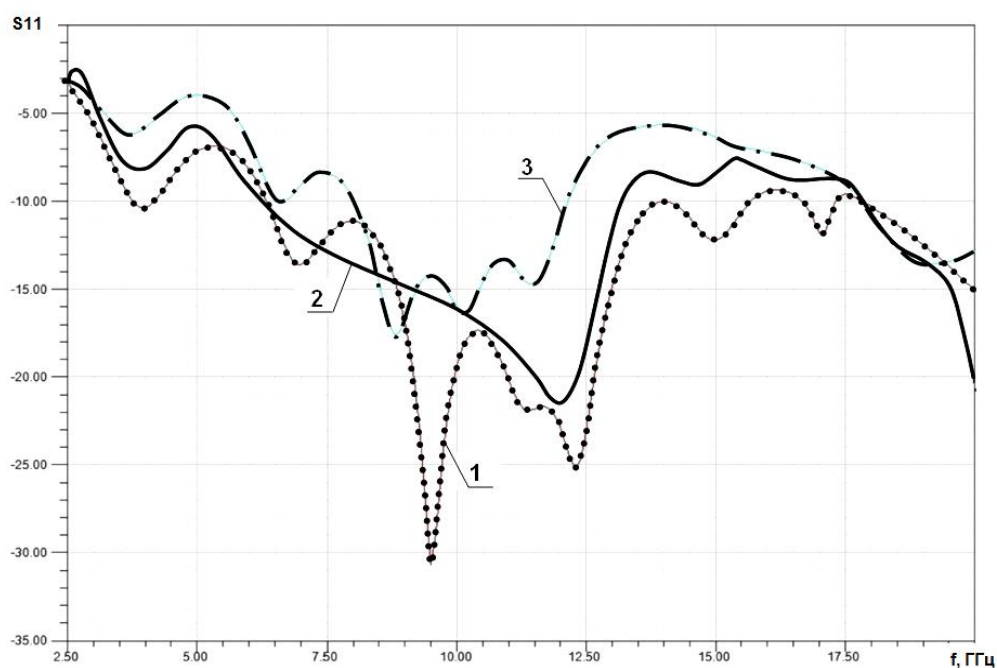


Рис. 4. Коэффициент отражения от входа антенны:

1 – толщина диэлектрика 1,575 мм; 2 – толщина диэлектрика 2 мм; 3 – толщина диэлектрика 3 мм

У антенны с толщиной диэлектрика 1,575 мм величина коэффициента отражения от входа уменьшается от -3 дБ на частоте 2,5 ГГц до -30 дБ на частоте 9,5 ГГц. С дальнейшим ростом частоты значение S_{11} увеличивается. Величина коэффициента отражения изменяется от -31 до -10 дБ. На частоте 9,5 ГГц находится точка экстремума (минимума) величины S_{11} .

У антенны с толщиной диэлектрика 2 мм величина коэффициента отражения от входа уменьшается от $-2,5$ дБ на частоте 2,5 ГГц до -23 дБ на частоте 12 ГГц. С дальнейшим ростом частоты значение S_{11} увеличивается. Величина коэффициента отражения изменяется от -23 до -15 дБ. На частоте 12 ГГц находится точка экстремума (минимума) величины S_{11} .

У антенны с толщиной диэлектрика 3 мм величина коэффициента отражения от входа уменьшается от -3 дБ на частоте 2,5 ГГц до $-17,5$ дБ на частоте 8,7 ГГц. С дальнейшим ростом частоты значение S_{11} увеличивается. Величина коэффициента отражения изменяется от $-17,5$ до -10 дБ. На частоте 8,7 ГГц находится точка минимума значения S_{11} .

Заключение. В ходе проведенного моделирования установлено:

- толщина диэлектрического основания эллиптической щелевой антенны влияет на её широкополосность. При увеличении толщины рабочая полоса частот сужается, установлена оптимальная толщина диэлектрика, при которой антенна обладает наибольшей широкополосностью 1,575 мм. Рабочая полоса частот в этом случае 6,2...20 ГГц, т.е. широкополосность составляет 13,8 ГГц;

- проведенный анализ показал, что толщина диэлектрика также влияет на направленные свойства антенны. Увеличение толщины диэлектрика приводит к расширению диаграммы направленности, наименьшая ширина диаграммы соответствует толщине подложки 1,575 мм, когда 2θ по уровню 0,707 равняется 80° . При толщине подложки 3 мм происходит разделение главного лепестка на 2, причем в направлении максимума наблюдается провал диаграммы направленности;

- в результате проведенного моделирования установлено, что толщина диэлектрика оказывает влияние на величину КСВ. При увеличении толщины подложки согласующие свойства ухудшаются и неравномерность частотной характеристики КСВ значительно увеличивается. Хорошее согласование антенны с фидерным трактом наблюдается при толщине диэлектрика 1,575 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Микроэлектронные устройства СВЧ: учеб. пособие для радиотехнических специальностей вузов / Г.И. Веселов [и др.]; под ред. Г.И. Веселова. – М.: Высш. шк., 1988. – 280 с.
2. Панченко, Б.А. Микрополосковые антенны / Б.А. Панченко, В.И. Нефедов. – М.: Радио и связь, 1986. – 144 с.
3. Банков, Е.А. Анализ и оптимизация трехмерных СВЧ-структур с помощью HFSS / Е.А. Банков, А.А. Курушин, В.Д. Разевиг. – М.: «Солон», 2004. – 208 с.

Поступила 12.02.2013

MODELLING OF ELLIPTICAL SLOT ANTENNA IN PROGRAM PACKAGE HIGH FREQUENCY SYSTEM SIMULATOR

K. KREMENYA, V. YANUSHKEVICH

The results of modelling an elliptical slot antenna in the software High Frequency System Simulator are presented. The structure of the antenna with the description of its parts is shown. The regularities of changes in the characteristics of the elliptic slot antenna according to the variations of dielectric thickness are identified. Recommendations are given for the development of ultra-wideband antennas used in selection of the thickness of the dielectric. The results can be used in construction of broadband antennas in telecommunication systems.

ФИЗИКА

УДК 533.599.2

ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕНСОРА ГЕЛИЯ ДЛЯ ПОРТАТИВНОГО ТЕЧЕЙСКАТЕЛЯ

канд. техн. наук, доц. **В.Т. БАРЧЕНКО, М.Л. ВИНОГРАДОВ**
(Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»)

Применение сенсоров из кварцевого стекла позволяет сделать гелиевый течеискатель портативным. Исполнение селективирующего элемента в форме капилляра обеспечивает эффективный процесс отбора гелия из смеси газов для последующего детектирования. Представлены экспериментальные и теоретические исследования сенсора для выделения гелия из смеси газов с целью разработки первого отечественного гелиевого течеискателя, способного регистрировать поток гелия до $1 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с. Показаны особенности технологии изготовления и контроля параметров кварцевого сенсора.

Тестирование объекта на герметичность позволяет удостовериться в непроницаемости для газов, отсутствии дефектов и в его способности быть откаченным до высокого вакуума. В процессе испытаний изделий на герметичность используют пробные, индикаторные и балластные вещества. Пробным называют вещество, проникновение которого через течь обнаруживается при течеискации. В качестве пробных применяют, как правило, инертные газы, имеющие низкое содержание в атмосфере и не взаимодействующие с материалом объекта контроля или веществом внутри него. Применение гелия в течеискации позволяет осуществлять контроль герметичности с наибольшей чувствительностью благодаря малым размерам атома данного газа. Помимо этого, гелий – безопасный газ для оператора и для экологии в целом.

Широкое применение нашли масс-спектрометрические течеискатели. Регистрация наличия гелия в масс-спектрометрических течеискателях основана на процессе ионизации и сепарации гелия при движении его иона в электромагнитном поле. Высокий вакуум, необходимый для работы таких течеискателей, создается комбинацией форвакуумного и турбомолекулярного насосов. Масс-спектрометрические течеискатели характеризуются высокой чувствительностью и изготавливаются, как правило, в настольном исполнении.

В большинстве отраслей контроль герметичности осуществляется по IV классу ПНАЭ Г-7-019-89 (натекание $6,6 \cdot 10^{-7} \dots 6,6 \cdot 10^{-6}$ Па·м³/с) и ниже [1]. Прибор для поиска течей гелия такого потока можно создать на базе магниторазрядного насоса, выполняющего функцию детектора гелия, и селективного сенсора. Принцип работы сенсора основан на высокой пропускной способности нагретого кварцевого стекла для гелия и относительно низкой для других газов.

Были проведены экспериментальные и теоретические исследования сенсора для выделения гелия из смеси газов с целью разработки первого отечественного портативного гелиевого течеискателя, способного регистрировать поток гелия до $1 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с.

Портативный течеискатель будет применяться для поиска мест нарушения герметичности оболочек кабелей связи, трубопроводов и иных объектов. Места нарушения герметичности обнаруживаются с помощью прибора по ореолам рассеяния гелия, специально вводимого в состав газового наполнения проверяемых объектов и вытекающего наружу через поврежденные участки их оболочек. Прибор будет снабжен автономными источниками электропитания и может быть использован как в закрытых помещениях, так и на открытом воздухе.

Сенсором гелиевого течеискателя является первичный чувствительный элемент, функция которого состоит в сепарации атомов гелия из потока газа для последующей регистрации наличия гелия, выступающего в роли контрольного газа.

В результате проведенного анализа достижений в области разработки сенсоров для гелия установлено, что на мировом рынке серийно выпускаемых образцов данных сенсоров не существует, поэтому создание и изучение характеристик сенсоров для гелиевых течеискателей представляется актуальной задачей.

Выбор материала. Из множества органических и неорганических веществ на основании научных данных по газопроницаемости выделены следующие материалы: политетрафторэтилен, полипропилен, полиэтилентерефталат и кварцевое стекло.

При комнатной температуре диффузия гелия через кварцевое стекло на два порядка менее интенсивна, чем через полимерные мембраны. С помощью гелиевого масс-спектрометрического течеискателя

получены таблицы характеристик газопроницаемости материалов в зависимости от температуры. Селективность разделения гелия от других газов у полимеров оказалась недостаточной для использования в качестве сенсора гелиевого течеискателя, так как они пропускают большое количество атомов кислорода и азота, что недопустимо для долговременной работы прибора [2].

Материалом для изготовления проницаемого для гелия сенсора выбрано кварцевое стекло. Установлено, что марка кварцевого стекла не оказывает существенного влияния на газопроницаемость. Для снижения удельной мощности, необходимой для нагрева сенсора, выбрано кварцевое стекло с минимальной прозрачностью в области инфракрасного излучения.

Выбор конструкции сенсора. Предел прочности кварцевого стекла при изгибе при 293 К составляет не менее 39,2 МПа, а при сжатии – 588,6 МПа. Поэтому сенсор изготавливается в форме капилляра. Такая форма обеспечивает большую по сравнению с мембраной устойчивость к перепаду давления. Рассмотрим соотношение для внешнего критического давления, приложенного к сенсору на основе кварцевого капилляра. С внутренней стороны капилляра магниторазрядный насос поддерживает давление порядка 10^{-7} Па, соответствующее высокому вакууму. С внешней стороны сенсора – атмосферное давление. Таким образом, кварцевый капилляр в процессе эксплуатации должен выдерживать перепад давления не менее чем в одну атмосферу. Так как мембранный насос может создавать в области сенсора дополнительное давление, примем коэффициент запаса по перепаду давления равным двум.

Длину капилляра будем считать настолько большой, что характер закрепления ее торцов не влияет на поведение оболочки при потере устойчивости. Такая длинная оболочка может деформироваться без удлинений и сдвигов срединной поверхности; в частности, каждое сечение оболочки может деформироваться одинаково, как нерастяжимое кольцо. Поэтому для определения критического внешнего давления и формы потери устойчивости такой оболочки можно воспользоваться решением задачи устойчивости кругового кольца под действием равномерной статической нагрузки. В результате получим соотношение минимальной толщины стенки h_{\min} с радиусом капилляра R :

$$h_{\min} = R \sqrt[3]{\frac{4P}{E} (1 - \mu^2)}, \quad (1)$$

где P – давление с внешней стороны сенсора. Для кварцевого стекла модуль Юнга $E = 7300 \cdot 10^7$ Па; коэффициент Пуассона $\mu = 0,17$. При подстановке численных значений соотношение (1) принимает вид

$$h_{\min} = 0,022R.$$

Для капилляра радиусом $R = 1 \cdot 10^{-3}$ мм минимальная толщина стенки составляет 22 мкм.

При экспериментальном изучении минимальной толщины кварцевого капилляра в процессе травления плавиковая кислота разрушила стенку капилляра в месте концентрации дефектов (пузырьков в кварцевом стекле). Толщина стенки, на которой произошло разрушение, была определена на оптическом микроскопе. Получено значение 16...21 мкм, что согласуется с теоретическими расчетами.

В процессе разработки сенсора решена тепловая задача нагрева кварцевого капилляра. Температура кварцевого капилляра изменяется с помощью спирали нагревателя, которая расположена на сенсоре. Для уменьшения расходуемой мощности используется отражающий тепловой экран. При нагреве от комнатной до рабочей температуры (500 °С) пропускная способность сенсора для атомов гелия резко возрастает. При этом диффузия более тяжелых атомов остается на достаточно низком для эффективной сепарации гелия уровне. Моделирование элементов узла сенсора проводится методом конечных элементов с помощью программного обеспечения ANSYS.

Результаты моделирования подтверждены экспериментальными исследованиями. Установлено, что для обеспечения рабочей температуры (500 °С) сенсора необходимо расходовать мощность 10 Вт/см² активной площади сенсора при толщине стенки порядка 100 мкм.

Изучены особенности герметизации материалов с существенно различными коэффициентами теплового расширения для решения задачи закрепления сенсора течеискателя в металлической шайбе, которая требуется для присоединения кварцевого капилляра к детектору атомов гелия. Моделирование тепловых процессов позволило установить, что на расстоянии 15 мм от спирали, имеющей температуру 500 °С, кварцевый капилляр нагревается не выше 45 °С, что облегчает решение задачи герметизации. Изготовление сенсора выполнено с применением вакуум-плотного клея К-400, который представляет собой композицию на основе эпоксидно-кремнийорганической смолы Т-111, низкомолекулярного полиамида Л-20 и наполнителя – нитрида бора.

Испытания сенсора с клеем К-400 позволили установить, что данное клеевое соединение не ухудшает высокий вакуум в течеискателе и не теряет своих свойств при нагреве кварцевого капилляра до рабочей температуры.

Изучены методы получения минимальной толщины стенки при отсутствии дефектов структуры кварцевого стекла. Для уменьшения толщины стенки применяется травление капилляра в плавиковой кислоте. Экспериментально установлено, что скорость травления кварцевого стекла составляет 70 мкм в час. Сенсор травится до толщины стенки 100 мкм.

Далее толщина и наличие дефектов в кварцевом стекле контролируется с помощью оптического микроскопа SupereyesHigh-Definition 500×. При периодическом контроле проводится дополнительное травление. Пропускная способность сенсора определяется с помощью масс-спектрометрического течеискателя ТИ1-22. Течеискатель позволяет получить зависимость потока гелия, проходящего через сенсор, от температуры кварцевого стекла.

Макет портативного течеискателя. Кварцевый сенсор с площадью нагреваемой поверхности 2,5 см² и толщиной стенки 60 мкм изготовлен и установлен в макет течеискателя.

Принцип действия течеискателя основан на ионизации атомов гелия в камере и измерении величины разрядного тока насоса в зависимости от концентрации ионов гелия в камере магниторазрядного насоса [3]. Пробный газ, содержащий атомы гелия, захватывается щупом течеискателя и прокачивается через сенсор, соединенный с магниторазрядным насосом. Поток газа обеспечивается малогабаритным мембранным насосом.

Сенсор выделяет атомы гелия из потока пробного газа. Из сенсора атомы гелия поступают в магниторазрядный насос, на который подается высокое напряжение. Под действием высокого напряжения в среде разряженного газа поддерживается тлеющий разряд, ионизирующий атомы гелия. Ионный ток, возникающий при ионизации атомов гелия, вызывает изменение разрядного тока магниторазрядного насоса, который пропорционален концентрации гелия в камере ионизатора. Электрический сигнал, пропорциональный току разряда в магниторазрядном насосе, обрабатывается цифровым трактом течеискателя, и на экране отображается наличие течи. Сенсор смонтирован в металлическом корпусе, соединенном при помощи штуцера и накидной гайки с камерой магниторазрядного насоса. Нагревательный элемент сенсора подключается к устройству через герметичный разъем, установленный на корпусе.

Характеристики сенсора на основе кварцевого стекла будут приводиться относительно фторопластового сенсора. Фторопласт как материал для чувствительного элемента оказался неподходящим. С течением времени сенсор из этого материала начинает пропускать не только гелий, но и молекулы, и атомы других элементов. Это ведет к неверным срабатываниям течеискателя и к засорению магниторазрядного насоса. По этой причине течеискатель выходит из строя после нескольких часов работы и требует глубокой очистки.

Принципиальная схема макета течеискателя приведена на рисунке 1.

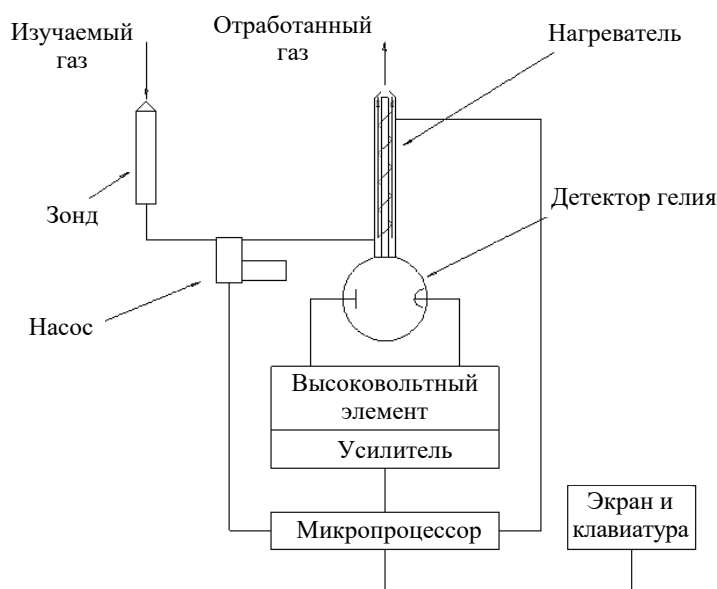


Рис. 1. Структурная схема макета течеискателя

Кварцевое стекло в качестве основы сенсора, в отличие от используемого ранее фторопласта, не засоряет детектор, в роли которого служит магниторазрядный насос. При нагревании до 300...500 °С газопроницаемость кварцевого стекла для гелия сильно возрастает, и атомы диффундируют сквозь него в

камеру детектора. Для большинства других газов, присутствующих в воздухе, проницаемость в 10^5 раз меньше проницаемости гелия. На этом основана селективность чувствительного элемента.

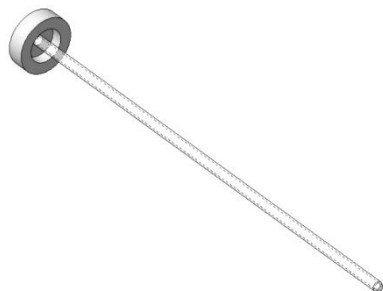


Рис. 2. Конструктивное исполнение кварцевого сенсора

Кварцевый сенсор, изготавливаемый для эксперимента, имеет внешний диаметр 1,8 мм, толщину стенки 0,1 мм, длину 60 мм. Кварцевый капилляр зафиксирован в специальной металлической шайбе, необходимой для установки чувствительного элемента в корпус прибора.

Вариант конструктивного исполнения кварцевого сенсора приведен на рисунке 2.

Для того чтобы капилляр из кварцевого стекла начал пропускать атомы гелия в камеру детектора, необходимо обеспечить эффективный нагрев.

При сборке макета течеискателя нагреватель изготавливается из нихромовой проволоки диаметром 0,2 мм, которая накручена на керамический цилиндр с отверстием для сенсора. Печка имеет сопротивление 10 Ом, напряжение аккумулятора – 20 В.

Для обеспечения портативности конечного прибора должен быть соблюден баланс температуры нагрева и потребляемой мощности подогревателя.

С помощью источника тока произведено моделирование работы печки с сенсором внутри. Зависимость температуры на поверхности сенсора от тока накала нагревательного элемента приведена на рисунке 3. Так как нагреватель изготовлен из нихрома, сопротивление которого при повышении температуры на 350 градусов изменяется лишь на 6 %, ток нагревателя может служить индикатором выделяемой мощности.

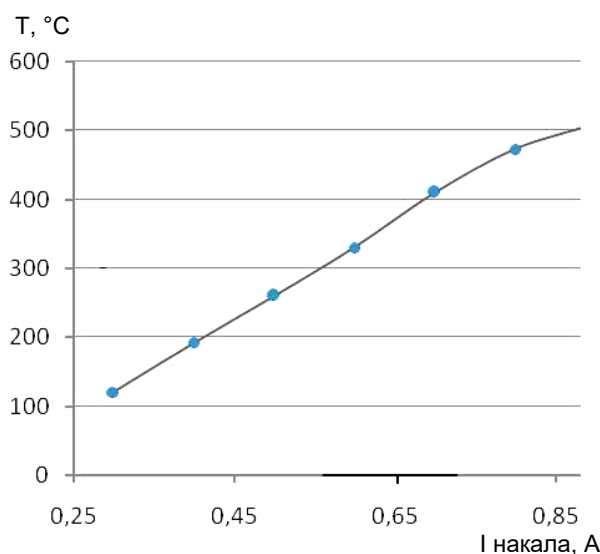


Рис. 3. Зависимость температуры на поверхности сенсора от тока накала нагревательного элемента

На основе этой зависимости и из соображений энергосбережения определен оптимальный ток накала (0,8 А), подаваемый на печку. Этот ток обеспечивает непрерывную работу прибора от аккумулятора в течение 4 часов.

На экспериментальном оборудовании получены временные зависимости тока сигнала магниторазрядного насоса при использовании сенсоров на основе кварцевого стекла и фторопласта. На основании этих данных можно судить о качестве селективирующего элемента и его пригодности для использования в портативном течеискателе.

На рисунке 4 в логарифмическом масштабе представлены величины, характеризующие колебания тока сигнала в отсутствие течи. Этот параметр дает информацию о стабильности работы течеискателя с данным сенсором, о наличии ложных срабатываний и о возможности надежного детектирования атомов гелия. Видно, что чувствительный элемент на основе кварцевого стекла позволяет сделать прибор более стабильным в работе. При этом он лучше защищает камеру детектора от попадания атмосферных газов, отличных от гелия, тем самым увеличивая срок службы магниторазрядного насоса.

Чтобы вакуумная система была чувствительной к импульсу пробного газа, который попадает в течеискатель при перемещении зондирующего шупа вблизи течи, должны выполняться определенные условия. До момента введения гелия в вакуумную систему ток магниторазрядного насоса очень мал. В процессе перемещения шупа гелиевого течеискателя вблизи места нарушения герметичности в датчике происходит повышение давления вследствие проникновения гелия, а затем быстрое его снижение вследствие процесса откачки. Характер роста и снижения давления зависит от способности кварцевого стекла при данной температуре пропускать атомы гелия в камеру детектора.

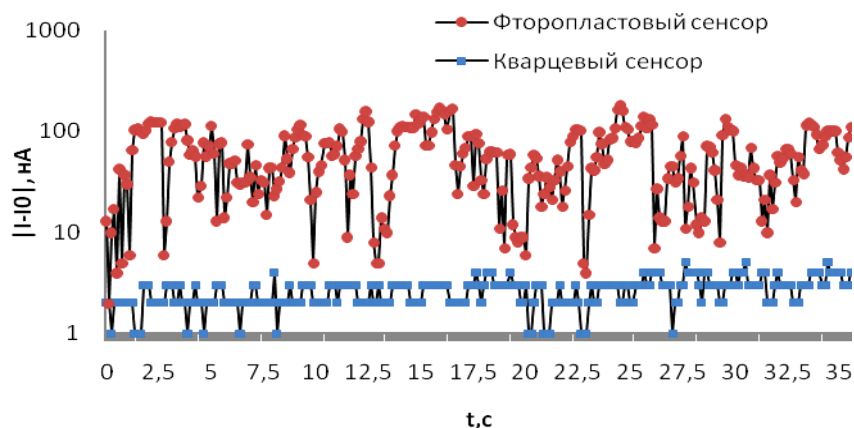


Рис. 4. Колебания тока сигнала детектора при использовании кварцевого и фторопластового сенсоров

Временная зависимость тока сигнала магниторазрядного насоса при приложении шупа к контрольной течи потоком порядка $5 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с при времени забора пробы 3 с имеет амплитуду, превышающую флуктуации тока более чем в 5 раз.

На рисунке 5 показан ток сигнала течеискателя при обнаружении течи порядка $5 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с при времени забора пробы 1 с.

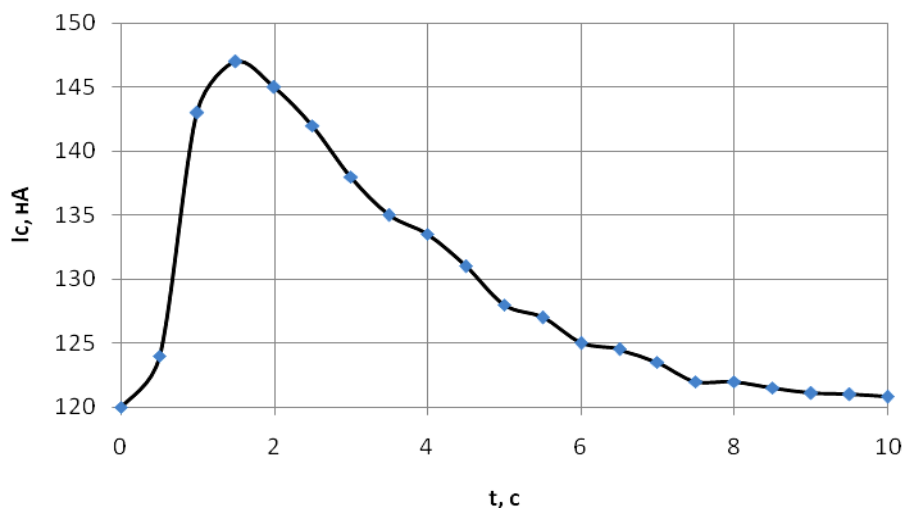


Рис. 5. Изменение тока сигнала детектора во времени при обнаружении течи $5 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с

Превышение уровня сигнала над фоном достаточно для регистрации такой течи программным обеспечением прибора, а время возвращения в рабочий режим после обнаружения течи составляет от нескольких секунд до минуты в зависимости от величины измеряемой течи.

Макет портативного течеискателя с сенсором обладает пороговой чувствительностью порядка $1 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с. Сенсор на основе кварцевого капилляра для течеискателя малозатратный в производстве, не требует дорогостоящих материалов и технологий. При этом по характеристикам сенсор не уступает иностранным кварцевым мембранам, изготавливаемым методами микротехнологий [4].

Математическая модель прибора. Разработана динамическая модель переходных процессов регистрации гелия в магниторазрядном течеискателе с мембраной.

$$P_i(t) = \frac{D_0 \cdot F \cdot Q}{S \cdot h \cdot S_{mem}} \cdot e^{\frac{H_a}{R_{mem} \cdot T}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{S}{V_{mn}} \cdot t}\right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{S_{mem} \cdot t}{V}}\right) \cdot e^{-\frac{S_{mem} \cdot (t-t_1)}{V}}, \quad (2)$$

где S – быстрота откачки магниторазрядного насоса по гелию; S_{mem} – быстрота прокачки газовой смеси; F – площадь сенсора, прогреваемая в узле сенсора; D_0 – коэффициент пропорциональности для диффузии гелия через кварц в области рабочих температур; R_{mem} – постоянная величина; H_a – теплота активации диффузии гелия через кварц; h – толщина стенки кварцевого капилляра; T – температура нагреваемой поверхности кварца; Q – поток контрольной течи; V , V_{mn} – характерные объемы канала щупа и магниторазрядного насоса; t_1 – время приложения течи.

В формулу (2) подставляются величины в системе СИ. Модель позволяет узнать, какое динамическое повышение давления возникнет при приложении к щупу течеискателя течи определенного потока.

На рисунке 6 показана временная зависимость тока сигнала детектора при приложении течи потоком $Q_{min} = 5 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с в течение 3 с.

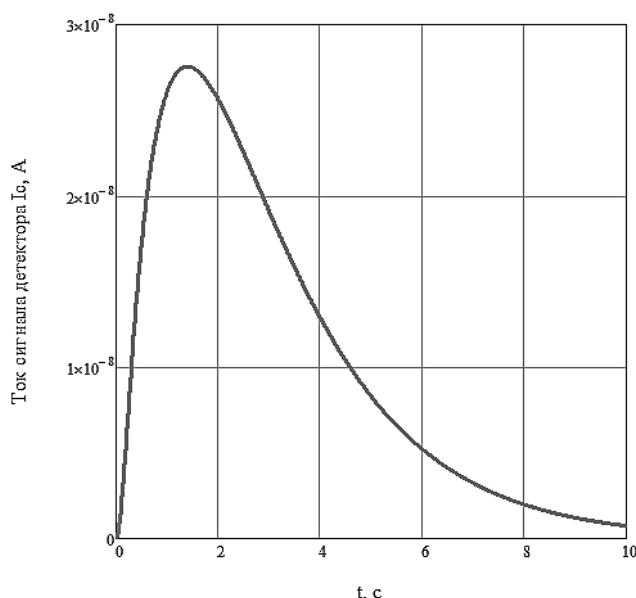


Рис. 6. Временная зависимость тока сигнала течеискателя, течь $Q_{min} = 5 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с в течение 3 с при скорости откачки магниторазрядного насоса 3 л/с

При сопоставлении графиков временного изменения тока сигнала в условиях контрольной течи, полученных в результате моделирования и при экспериментальном исследовании на опытном образце прибора, имеет место соответствие практических результатов математическим расчетам. На основе полученной математической модели динамики прокачки смеси газов, диффузии и регистрации гелия детектором написана компьютерная программа для расчета амплитуды и длительности разрядного тока детектора, вызываемого гелием из течи определенного потока.

Алгоритм реализован на базе системы LABVIEW 8.6. Графический интерфейс позволяет задавать параметры различных блоков течеискателя: детектора, сенсора, системы прокачки газов через щуп.

Компьютерная программа позволяет разработчику моделировать выходной сигнал детектора течеискателя при различных параметрах составных частей прибора. Зная уровень флуктуаций фонового тока детектора, на основании данных, полученных в расчетной программе, можно проанализировать возможность регистрации течи определенного потока гелия.

Наличие математической модели сигнала течи послужило основой для разработки рекомендаций к алгоритму распознавания наличия потока гелия. Для исключения ложных срабатываний алгоритм распознавания сигнала течи должен быть настроен на регистрацию в качестве течи сигнала длительностью от 1 до 10 с. Пик разрядного тока длительностью менее 1 с связан с работой магниторазрядного насоса. Данный выброс быстро исчезает, и при правильной обработке сигнала не должен быть зарегистрирован как течь. Повышение уровня разрядного тока длительностью более 10 с связано со стабили-

защией термодинамических процессов при нагреве сенсора до рабочей температуры. Со временем рост тока магниторазрядного насоса прекращается. Постепенное нарастание сигнала при разработке алгоритма следует исключить математическими методами. Усреднение сигнала по промежутку времени 1...2 с позволяет снизить влияние колебаний фонового тока детектора. Если флуктуации фона небольшие, малые течи на таком уровне фона можно обнаружить способом периодического приравнивания значения фонового тока детектора к нулю.

Заключение. Расчеты и данные экспериментов показали, что сенсорная система на основе кварцевого микрокапилляра является одним из оптимальных решений для создания современного портативного гелиевого течеискателя. Диффузия газов через сенсор из кварцевого стекла в холодном состоянии на несколько порядков менее активная, чем при рабочей температуре, что защищает детектор гелия от отравления газами в процессе хранения. Количественные и временные характеристики проникания гелия через кварцевый сенсор позволяют добиться пороговой чувствительности течеискателя $1 \cdot 10^{-7}$ Па·м³/с и времени реакции 2...3 с. Удельная расходуемая мощность на нагрев кварцевого стекла при этом составляет 10 Вт/см² активной площади сенсора при толщине стенки порядка 100 мкм.

На основании полученных данных создана методика, позволяющая судить о качестве сенсора как селективирующего гелий элемента и его пригодности для использования в портативном течеискателе. Описана математическая модель, с помощью которой можно оценить выходные динамические характеристики течеискателя с сенсором на основе кварцевого стекла с определенными параметрами.

Проведенная работа позволяет уменьшить массу и габариты отечественных гелиевых течеискателей, расширить область их применения и значительно сократить стоимость контроля герметичности в отечественной промышленности и науке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грошковский, Я. Техника высокого вакуума / Я. Грошковский. – М.: Мир, 1975. – 622 с.
2. Николаев, Н.И. Диффузия в мембранах / Н.И. Николаев. – М.: Химия, 1980. – 232 с.
3. Spies J., Einneuartiges Helium-Lecksuchgerut hoher Empfindlichkeit / J. Spies // *Vakuum Technik*. – 1966. – Vol. 15, № 8. – P. 185 – 191.
4. Fabrication of quartz diaphragms for helium leak detection / M. Cocuzza [et al.] // *VACUUM*. – 2006. – Vol. 80, № 5. – P. 432 – 437 с.

Поступила 25.02.2013

RESEARCH AND MODELLING OF THE HELIUM-SELECTIVE SENSOR FOR PORTABLE LEAK DETECTOR

V. BARCHENKO, M. VINOGRADOV

The use of sensors made of quartz glass allows to make a portable helium leak detector. The execution of selecting elements in the capillary form provides an efficient process for the selection of helium from gas mixtures for subsequent detection. Experimental and theoretical studies of the quartz sensor carried to develop the first helium leak detector with ion pump capable to measure the helium flow $1 \cdot 10^{-7}$ Pa·m³/s are presented. Features of technology and the checkout of the quartz sensor parameters are presented in this publication.

УДК 533.9:537.523.5

**ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ КАТОДНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА,
ИСПОЛЬЗУЕМОГО ДЛЯ СИНТЕЗА АЛМАЗОПОДОБНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ***канд. физ.-мат. наук И.П. СМЯГЛИКОВ**(НИЦ «Плазмотек» Физико-технического института НАН Беларуси, Минск);**канд. техн. наук Н.И. ЧУБРИК**(Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск)*

Исследуются импульсно-периодические потоки катодно-дуговой углеродной плазмы, используемые для нанесения алмазоподобных углеродных покрытий. Рассматриваемые потоки генерировались в вакууме и в атмосфере ацетилена при давлении от 0,2 до 2 Па в результате распыления графитового катода в четырехэлектродной дуговой системе с самовосстанавливающимся тонкопленочным токопроводом устройства поджига. С применением зондов Ленгмюра установлено, что подложка находится под ускоряющим плавающим потенциалом $-15 \dots 35$ В. Функция распределения электронов по энергиям является максвелловской с температурой электронов около 50 эВ. Скорость самых высокоэнергетических электронов плазменного потока превышает 30 км/с, в то время как скорость направленного движения плазмы составляет 20 км/с в вакууме и 8 км/с в атмосфере ацетилена. При импульсном дуговом разряде в атмосфере ацетилена наблюдается существенное уменьшение энергии ионов углерода от 30 до 4 эВ по сравнению с вакуумным катодно-дуговым разрядом.

Введение. Развитие современных промышленных технологий требует применения новых нетрадиционных материалов. В настоящее время наблюдается повышенный интерес к использованию материалов на основе углерода, а также к способам их получения. Алмазоподобные углеродные (АПУ) плёнки и покрытия обладают уникальными механическими, оптическими и электрофизическими свойствами. Они находят применение в машиностроении, электронике, оптике, микроэлектромеханике и медицине. Физико-химические и механические свойства алмазоподобных материалов в значительной степени зависят от способа их получения. Наилучшие результаты по получению АПУ покрытий достигнуты методами физического вакуумного осаждения из плазмы катодно-дугового разряда. Этим методом получен аморфный тетраэдрический углерод (α -C) с содержанием алмазной фазы порядка 80 %.

Анализ имеющихся многочисленных работ по получению алмазоподобных пленок показывает, что все исследования направлены в основном на изучение свойств и структуры покрытий без должного внимания к процессам, протекающим при их синтезе [1]. Комплексные исследования взаимосвязи термодинамических параметров среды и свойств покрытий с установлением закономерностей процесса, характерных для различных стадий синтеза, в настоящее время отсутствуют [2].

Настоящая работа направлена на изучение сильноточного дугового разряда короткой длительности в вакууме и атмосфере ацетилена с применением зондовых методов диагностики.

Экспериментальный комплекс. Исследования проводились на экспериментальном комплексе «КИПр» [3], предназначенном для исследования условий плазменного осаждения алмазоподобных углеродных пленок на подложку и влияния энергетических параметров плазмы на структуру и свойства синтезируемых пленок. В состав комплекса входят импульсный плазменный ускоритель (ИПУ) [4] с магнитным сепаратором, оптико-спектральный блок многофункциональной диагностики и аппаратура компьютерной регистрации параметров плазмы. Комплекс конструктивно выполнен в виде отдельных функциональных модулей, что позволяет быстро проводить его перестройку в соответствии с требованиями конкретного эксперимента.

Импульсно-периодические потоки углеродной плазмы генерировались в вакуумной камере с остаточным давлением до 10^{-3} Па с использованием четырехэлектродной системы с графитовым катодом и самовосстанавливающимся тонкопленочным токопроводом устройства поджига. Структурная схема генератора импульсной эрозионной плазмы и измерительной системы показана на рисунке 1.

В начале каждого цикла работы импульсного плазменного ускорителя производится заряд емкостных накопителей C_2 (200 мкФ) и C_3 (до 2500 мкФ) источниками ИП2 и ИП3 соответственно до заданного блоком управления напряжения, после чего источники ИП2 и ИП3 отключаются от емкостных накопителей. Напряжения на накопителях C_2 и C_3 регулируется в пределах 250...500 В. Источник питания ИП1 поддерживает на емкости C_1 (15 мкФ) напряжение около 800 В.

Поджигающий импульс от блока управления, который одновременно служит импульсом синхронизации внешних устройств, открывает тиристор V. В результате формируется импульс тока поджига I_1 через локализованный контакт анода А с электродом поджига I, создаваемый тонкой проводящей пленкой F из материала эрозии анода, нанесенной на поверхность расположенного между электродами изо-

лятора. Одновременно с импульсом поджига производится запуск аналогово-цифровых преобразователей (АЦП) аппаратуры компьютерной регистрации параметров импульса. Импульс поджига приводит к инъекции в пространство вблизи анода порций иницирующей плазмы, стимулирующей поддерживающий разряд между анодом и вспомогательным электродом *S*. В результате происходит резкое увеличение проводимости между катодом *C* и анодом *A*, достаточное для развития основного разряда. Энергия емкостного накопителя C_3 выделяется на катоде ИПУ посредством вакуумного сильноточного дугового разряда, горящего в парах разрушающегося в микропятнах катода. Сформированный таким образом плазменный поток под действием газодинамических и электромагнитных сил ускоряется в направлении мишени *T*. Часть полученной плазмы осаждается на межэлектродный изолятор, восстанавливая тем самым тонкопленочный токопровод системы поджига, после чего ИПУ готов к следующему циклу работы. Частота следования импульсов поджига устанавливается на блоке управления и может регулироваться в пределах от 0,1 до 35 Гц.

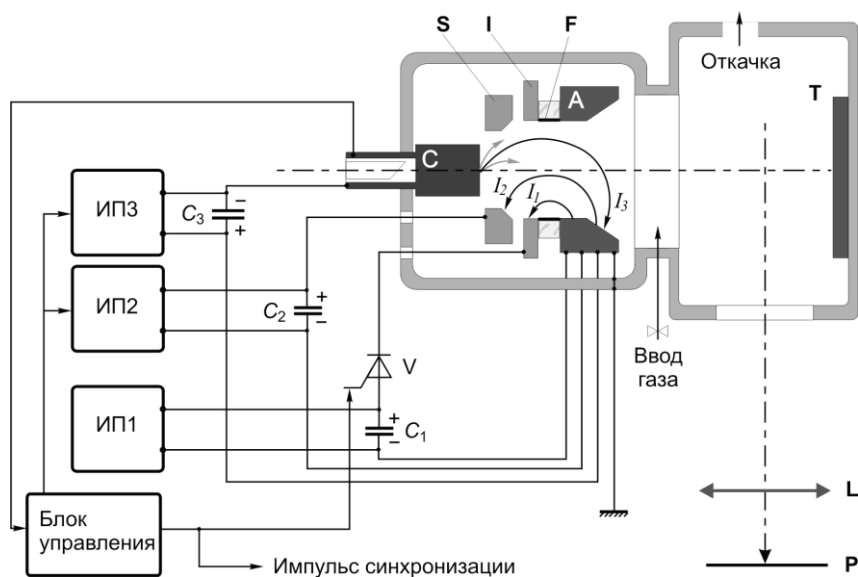


Рис. 1. Структурная схема экспериментального комплекса «КИПр». Стрелками указаны направления тока электронов поджигающего I_1 , поддерживающего I_2 и основного I_3 разрядов

В плоскости изображения плазменного потока *P*, сформированного объективом *L*, располагаются входные щели или рабочие площадки внешних устройств, необходимых для проведения исследований. Для синхронизации работы внешних измерительных устройств с импульсным разрядом используется поджигающий импульс блока управления ИПУ.

По окончании цикла регистрации данных внешними измерительными устройствами аналогово-цифровые преобразователи этих устройств выставляют сигнал запроса прерывания. Программное обеспечение управления аппаратурой компьютерной регистрации данных перехватывает вектор прерывания и за время паузы между импульсами поджига переписывает содержимое памяти плат АЦП на жесткий диск компьютера, добавляя к записи дату и время регистрации.

Эксперименты выполнены для разряда в вакууме и в атмосфере ацетилена при давлении 0,2...2,0 Па. Емкость конденсаторной батареи основного разряда $C_3 = 2150$ мкФ при напряжении $U_3 = 200...400$ В; ток основного разряда $I_3 = 4...8$ кА; длительность импульса составляла около 200 мкс, частота следования импульсов – 1...2 Гц.

Система зондовых измерений. Для определения локальных параметров плазмы в нестационарных импульсных системах разработана система зондовых измерений, состоящая из собственно электрических зондов, системы коммутации и регистрирующей системы. Схема измерений зондовых характеристик показана на рисунке 2.

Система зондовых измерений представляет собой металлическую линейку, на которой по всей длине расположена система отверстий, в которые непосредственно устанавливаются зонды: (зонды Ленгмюра, цилиндр Фарадея, зонд с охранным кольцом и т. д.). Показания с зондов снимаются с помощью системы вакуумных тоководов, для которой используются специальные штекеры с вакуумным уплотнением.

В настоящей работе использовались два одинаковых цилиндрических зонда (рис. 3) из нержавеющей стали диаметром 1 мм и длиной 20 мм для измерения плавающего потенциала и скорости плазменного

потока (зонд I и зонд II), а также плоский бронзовый зонд диаметром 7 мм для регистрации зондовых характеристик плазмы (зонд III). Зонды располагались вблизи оси разряда на расстояниях 220 (зонд I), 320 (зонд III) и 460 мм (зонд II).

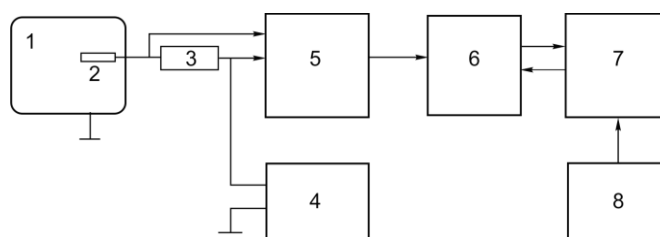


Рис. 2. Схема измерений зондовых характеристик:
 1 – вакуумная камера; 2 – зонд; 3 – измерительный резистор; 4 – источник напряжения смещения;
 5 – дифференциальный нормирующий усилитель; 6 – аналогово-цифровой преобразователь;
 7 – компьютер; 8 – блок синхронизации установки

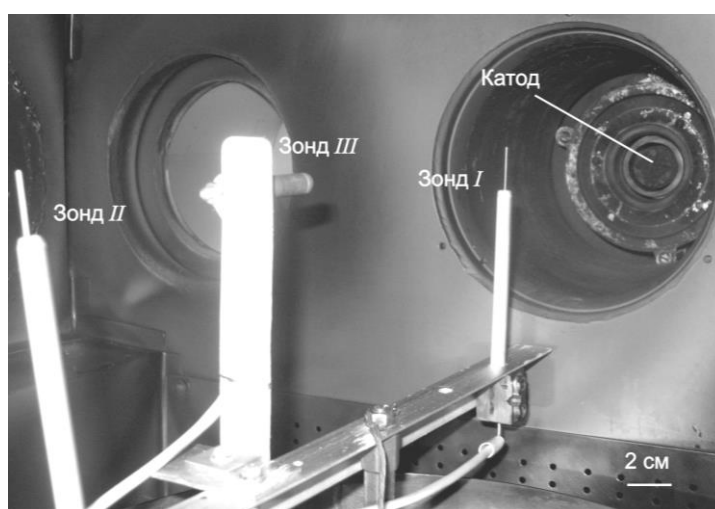


Рис. 3. Расположение электрических зондов в вакуумной камере

Измерение потенциала зонда (подложки) осуществлялось с использованием высокоомного пробника и нормирующего дифференциального усилителя. Сигнал с выхода усилителя подавался на аналогово-цифровой преобразователь с частотой преобразования 10^7 с^{-1} и далее вводился в компьютер для последующей обработки. Запуск процесса регистрации данных производился по синхроимпульсу, поступающему от блока управления плазменного генератора.

Результаты и обсуждение. В процессе разряда подложка подвергается воздействию заряженных частиц. Энергия этих частиц, их концентрация и заряд определяют потенциал подложки в каждой фазе разряда. Для понимания процессов, происходящих в разрядной плазме, были проведены измерения плавающего потенциала зондов известной конфигурации во время действия разрядного импульса. Характер изменения потенциала зонда во времени позволяет сделать вывод о наличии и степени поляризации плазменного потока, когда скорость самых высокоэнергетических электронов может существенно превышать скорость ионов, которая отождествляется со скоростью основного плазменного потока.

Измерения плавающего потенциала подложки U_f проведены совместно с измерением тока основного разряда I_3 . Было установлено, что в течение всего времени разряда подложка находится под ускоряющим ионы потенциалом $-15 \dots 35 \text{ В}$ [5]. Причем значение потенциала подложки практически не зависит от энергии основного разряда.

Для изучения пространственно-временного распределения потенциала изолированной подложки в плазменном потоке были проведены измерения плавающих потенциалов двух идентичных зондов I и II. На рисунке 4 приведены характерные осциллограммы плавающих потенциалов этих зондов при разряде в вакууме и ацетилене.

Анализ полученных осциллограмм показал, что на временной зависимости плавающего потенциала вблизи катода (зонд I) наблюдаются пульсации с амплитудой до 20 В и частотой 100...200 кГц, соответствующей флуктуациям интенсивности светового импульса плазмы. При этом пульсации плавающего

потенциала более выражены при разряде в вакууме. При удалении от поверхности катода (зонд II) амплитуда и частота этих пульсаций заметно снижаются, причем это снижение более сильное при разряде в ацетилене. Так, при парциальном давлении ацетилена в разрядной камере 0,2 Па амплитуда пульсаций составляет 1...5 В. Следует отметить, что плавающий потенциал на ближнем зонде начинает наводиться через 8...10 мкс и через 16...18 мкс – на дальнем, причем измеряемая временная задержка очень слабо зависит от давления ацетилена в разрядной камере. Это соответствует скорости плазменного потока от 20 до 40 км/с. Как будет показано ниже, потенциал изолированной подложки начинает наводиться сначала самыми высокоэнергетическими электронами частично поляризованного плазменного потока, а затем уже собственно плазмой.

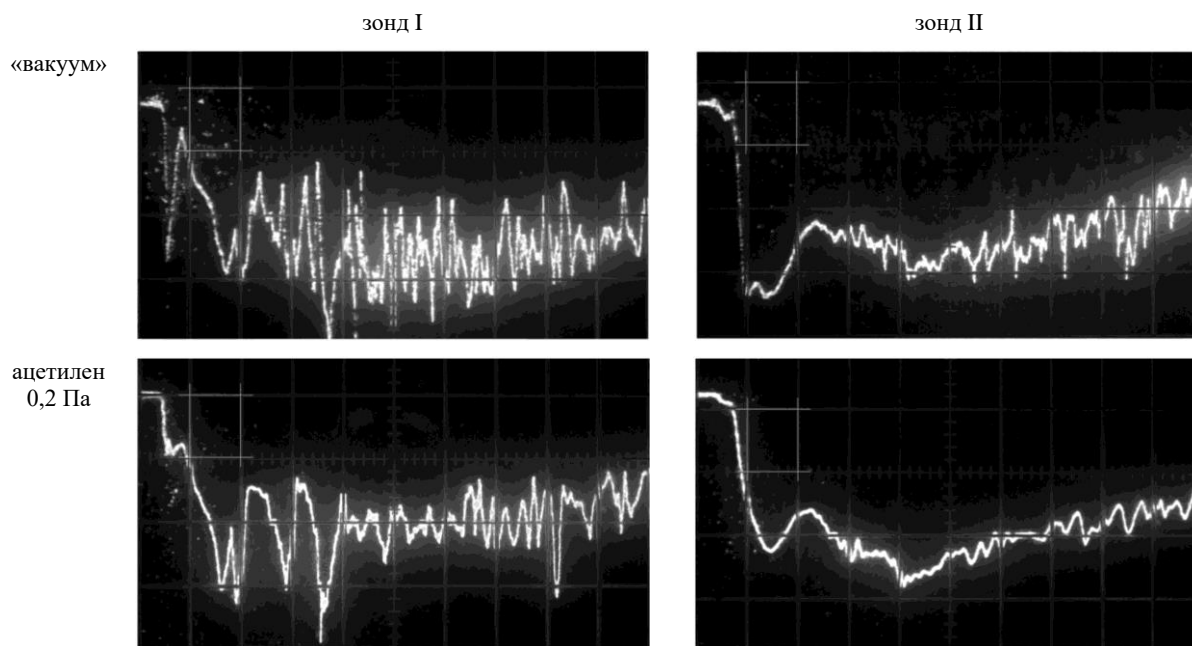


Рис. 4. Характерные осциллограммы плавающих потенциалов разноудаленных зондов при разряде в вакууме и в ацетилене (временное разрешение 20 мкс/клетку, усиление 10 В/клетку)

С целью определения функции распределения электронов по энергиям были измерены зависимости тока на зонд I_p от напряжения смещения U_b на нем. Каждый отдельный цикл регистрации производился при фиксированном напряжении конденсаторной батареи основного разряда U_3 . Для повышения достоверности результатов измерения для каждого значения U_b повторялись многократно с синхронной регистрацией тока разряда. Обработка данных производилась в несколько этапов. Первоначально производился учёт параметров регистрации (положение нулевого уровня и данные калибровки измерительного тракта). Затем осуществлялось совмещение всех регистрограмм по фактическому началу тока основного разряда для исключения нестабильности момента начала разряда относительно запускающего синхроимпульса. Таким образом, получалась матрица отсчётов тока зонда при разных напряжениях смещения в различные моменты времени. Полученные после усреднения по десяти импульсам тока основного разряда для каждого значения напряжения смещения импульсы тока на зонд III представлены на рисунке 5.

Производя выборку данных, соответствующих заданным моментам времени, был получен набор зондовых характеристик для разных фаз разряда (в различные моменты времени после поджига разряда).

Электронный ток на зонд $I_e = I_p - I_{+0}$, где I_{+0} – ионный ток насыщения. Обработка зондовых характеристик показала, что для каждой из них существует участок, для которого зависимость логарифма I_e от напряжения смещения $\ln(I_e) = f(U_b)$ имеет вид прямой, что свидетельствует о максвелловской функции распределения электронов по энергиям. По наклону этих прямых была найдена температура электронов из соотношения [6]:

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\partial \ln I_e}{\partial U_b} [K] = \left(\frac{\partial \ln I_e}{\partial U_b} \right)^{-1} [eB],$$

где e – заряд электрона; k – постоянная Больцмана.

Таким образом, функция распределения электронов в плазме является максвелловской с температурой в диапазоне 50 ± 5 эВ, величина которой слабо меняется в течение всего импульса и практически не зависит от электрических параметров разряда и давления ацетилена в рабочей камере. Оценка нижнего значения концентрации электронов в плазме, выполненная по величине ионного тока насыщения с использованием формулы Бома, дает величину порядка 10^{13} см^{-3} в максимуме разрядного тока.

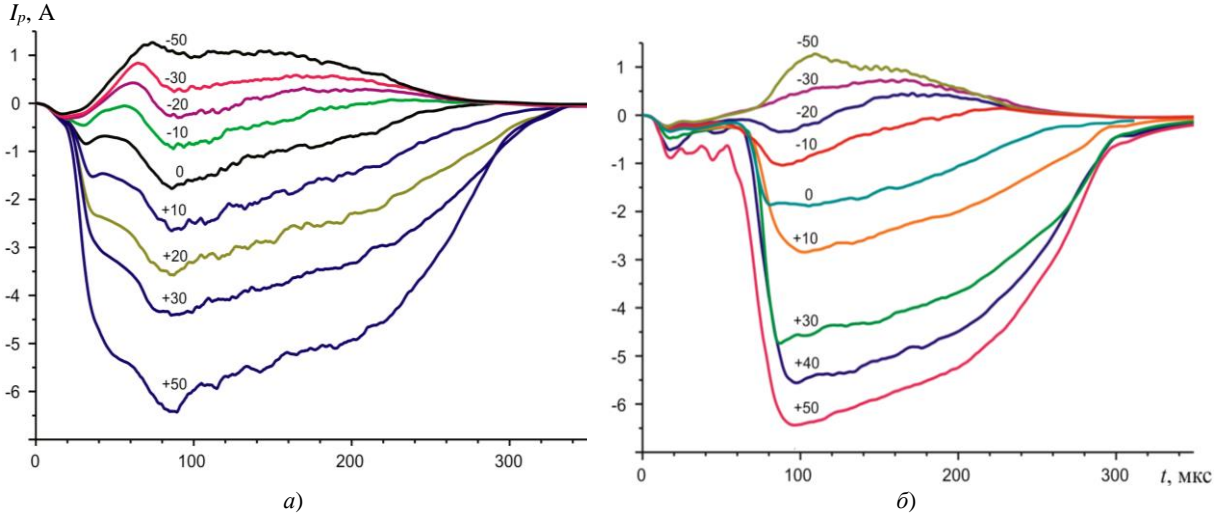


Рис. 5. Усредненные импульсы тока на зонд при разряде в вакууме (а) и в ацетилене при давлении 0,2 Па (б) (цифрами вблизи кривых указаны соответствующие значения напряжений смещения)

Для определения скорости направленного движения плазменного потока были проведены измерения токов на зонды I и II при напряжениях смещения +50 и -50 В. Результаты измерений для разряда в вакууме и в ацетилене представлены на рисунке 6.

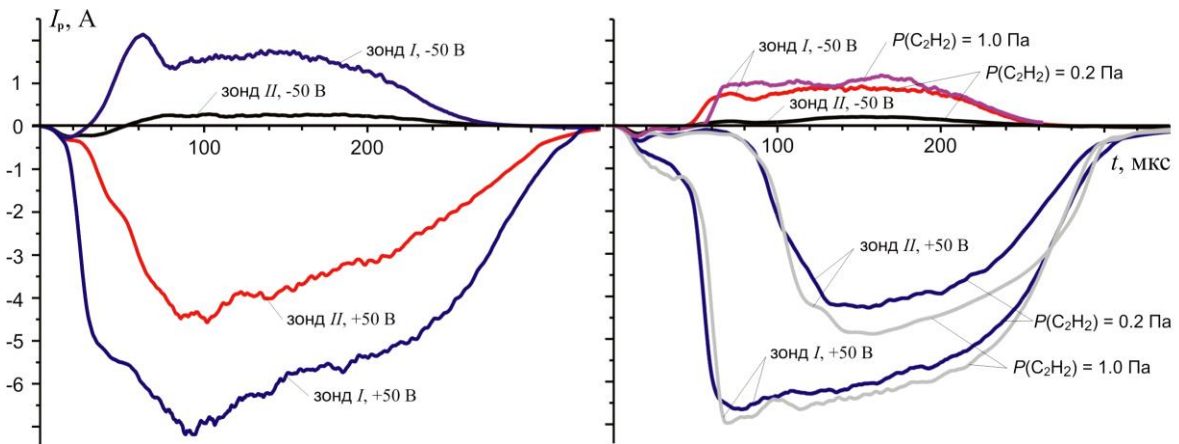


Рис. 6. Усредненные импульсы тока на зонды I и II при напряжении смещения ± 50 В в случае разряда в вакууме и в атмосфере ацетилена

Как следует из рисунка, электронный ток на оба зонда вне зависимости от напряжения смещения начинается через 5...8 мкс после старта импульса поджига. Это обусловлено самыми высокоэнергетическими электронами плазменного потока, скорость которых превышает 30 км/с.

При подлете основного плазменного потока через промежуток времени δt наблюдается резкое возрастание соответствующих токов на зонды. В вакууме эта задержка составляет $\delta t_1 \sim 20$ мкс и $\delta t_2 \sim 30$ мкс для зондов I и II соответственно. При разряде в атмосфере ацетилена соответствующие временные задержки получаются равными приблизительно 50 и 80 мкс и слабо зависят от давления ацетилена в рассмотренном диапазоне от 0,2 до 1,0 Па.

Полученные данные позволяют определить скорость направленного движения исследуемого плазменного потока, используя соотношение $V_p = \Delta z / (\delta t_2 - \delta t_1)$.

Таким образом, скорость плазменного потока составляет чуть более 20 км/с в вакууме и около 8 км/с в ацетилене, что соответствует энергии направленного движения ионов углерода 30 и 4 эВ соответственно.

Из полученных результатов с учетом данных температурных измерений [7] следует, что энергия теплового движения электронов значительно превосходит энергию их направленного движения, в то время как энергия направленного движения ионов заметно выше их тепловой энергии.

Заключение. Для получения импульсно-периодических потоков углеродной плазмы разработан четырехэлектродный электродуговой генератор с графитовым катодом и самовосстанавливающимся тонкопленочным токопроводом устройства поджига.

С использованием разработанной системы зондовых измерений показано, что в течение всего времени разряда подложка находится под ускоряющим ионы потенциалом $-15...35$ В. При этом значение потенциала подложки практически не зависит от ее пространственного положения и от энергии основного разряда. Плавающий потенциал изолированной подложки проявляет интенсивные пульсации с амплитудой до 20 В и частотой до 200 кГц, соответствующей флуктуациям интенсивности светового импульса плазмы. При удалении от поверхности катода и повышении давления ацетилена амплитуда и частота этих пульсаций заметно снижаются. На основании зондовых измерений установлено, что функция распределения электронов по энергиям является максвелловской с температурой 50 ± 5 эВ, которая слабо меняется в течение всего импульса и практически не зависит от электрических параметров разряда и давления ацетилена в рабочей камере. Скорость самых высокоэнергетических электронов плазменного потока превышает 30 км/с, в то время как скорость направленного движения плазмы составляет более 20 км/с при разряде в вакууме и около 8 км/с при разряде в атмосфере ацетилена.

Авторы выражают благодарность Н.М. Чекану и С.В. Гончарик за помощь в организации и проведении экспериментов.

Работа выполнена при частичной поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (Проект Ф12Р-190).

ЛИТЕРАТУРА

1. Robertson, J. Diamond-like amorphous carbon / J. Robertson // *Materials Science and Engineering*. – 2002. – № 37. – P. 129 – 281.
2. Grill, A. Diamond-like carbon: state of the art / A. Grill // *Diamond and Related Materials*. – 1999. – № 8. – P. 428 – 434.
3. Experimental study of a pulse plasma flow in a mode of diamond-like coating deposition / I.P. Smyaglikov [et al.] // *J. High Temperature Material Processes*. – 2006. – № 8. – Issue 4. – P. 617 – 624.
4. Electrical erosion pulsed plasma accelerators for preparing diamond-like carbon coatings / E.I. Tochitsky [et al.] // *Surface and Coating Technology*. – 1991. – № 47. – P. 522 – 527.
5. Spectroscopic and probe diagnostics of carbon plasma flows of a pulse vacuum arc / I.P. Smyaglikov [et al.] // *J. High Temperature Material Processes*. – 2010. – № 14. – Issue 4. – P. 151 – 158.
6. Schott, L. Electric probes / L. Schott. In *Plasma diagnostics*; ed. W. Lochte-Holtgreven // North-Holland Publishing Company. – Amsterdam, 1968.
7. Smyaglikov, I.P. Spectroscopic diagnostics of a pulsed arc plasma in the presence of acetylene / I.P. Smyaglikov [et al.] // *J. Vacuum*. – 2013. – № 90. – P. 165 – 169.

Поступила 27.02.2013

PROBE DIAGNOSTICS OF CATHODIC ARC PLASMA, USED FOR SYNTHESIS OF DIAMOND-LIKE CARBON COATINGS

I. SMYAGLIKOV, N. CHUBRIK

The pulse-periodic fluxes of cathodic arc plasma in vacuum as well as in acetylene atmosphere at pressures of 0,2 to 2 Pa used for diamond-like carbon coating deposition are generated as a result of graphite cathode sputtering in the four-electrode arc system with self-recovering thin-film conductor of ignition device. With the use of Langmuir probes it was found that the substrate is under accelerating floating potential of $-15...35$ V. The electron energy distribution function was found to be maxwellian with electron temperature of about 50 eV. Velocity of the most high-energy electrons of plasma flux exceeds 30 km/s while the velocity of directional motion of plasma amounts to 20 km/s in vacuum and 8 km/s in acetylene gas. So when applying a pulsed arc in acetylene atmosphere the noticeable decrease of carbon ions energy from 30 down to 4 eV is observed in comparison with a vacuum cathodic arc.

УДК 537.533; 621.384

ПЛАЗМЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫЙ ИСТОЧНИК

*д-р техн. наук, проф. В.А. ГРУЗДЕВ,
канд. физ.-мат. наук, доц. В.Г. ЗАЛЕССКИЙ, П.Н. СОЛДАТЕНКО
(Полоцкий государственный университет)*

Представлены результаты экспериментального исследования эмиссионных характеристик плазменного электронно-ионного источника с расширителем плазмы под различными потенциалами. Показано, что в разработанном источнике при изменении полярности извлекающего напряжения и без изменения конструкции могут быть получены низкоэнергетичные электронные и ионные пучки с параметрами, достаточными для реализации ряда корпускулярно-лучевых технологий – модификации свойств поверхностей при переменном-периодическом воздействии на них ионного и электронного пучков в едином технологическом цикле.

Введение. Поскольку плазменные источники заряженных частиц при изменении полярности ускоряющего напряжения способны обеспечить эмиссию как электронов, так и ионов, существует принципиальная возможность комбинированного ионно-электронного воздействия на поверхность материала с использованием одного источника. Возможность создания таких устройств отмечали некоторые исследователи [1], однако практические конструкции до настоящего момента не созданы.

Принципы формирования электронных пучков (в основном сфокусированных) в высоковольтных плазменных источниках электронов (ПИЭЛ) с ускоряющим напряжением более 10^4 кВ для электронно-лучевой сварки и других применений к настоящему времени в значительной степени разработаны [2 – 4]. Наибольший интерес для практического применения представляют ПИЭЛ, формирующие пучки большого сечения (ПБС) с использованием электрода-расширителя, в котором эмитирующая плазменная поверхность [5 – 7] создается в расширителе за счет ионизаций газа в нем и диффузии плазмы в него из основного разряда. Однако недостаточно изучены особенности формирования электронных пучков, в том числе и ПБС, при достаточно низких (1...5 кВ) ускоряющих напряжениях. Такие устройства представляются перспективными для расширения применения электронно-лучевых технологий: пайка (распайка) изделий, покрытие поверхностей плавящимися на них материалами и других без применения специальных мер рентгеновской защиты.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментальных исследований эмиссионных характеристик плазменного источника, показывающие возможность получения низкоэнергетичных электронных и ионных пучков без изменения конструкции источника с параметрами пучков, достаточными для технологического применения, в частности азотирования, совмещенного с электронным нагревом поверхности до технологически необходимой температуры.

Техника эксперимента. Экспериментальная конструкция электродной структуры разработанного источника, который позволяет формировать как электронные, так и ионные пучки без внесения изменений в конструкцию структуры, представлена на рисунке 1. Для снижения степени влияния потенциала электрода-расширителя на условия формирования плазмы и горения разряда предусмотрена возможность модификации газоразрядной структуры за счет использования дополнительного электрода, расположенного между внешним катодом и расширителем, как показано на рисунке 1. Потенциал дополнительного электрода мог как соответствовать анодному (являться частью анода), так и иметь промежуточный потенциал.

Область, где осуществляется основная ионизация газа, ограничена внешним 1 и внутренним 2 катодами и анодом 3. Между катодами 1 и 2 с помощью постоянных магнитов 6 формируется магнитное поле с вектором индукции, перпендикулярным рабочим поверхностям катодов. Вследствие этого подвижность электронов из плазмы на анод 3 ограничена, что способствует повышению степени ионизации газа и повышению плотности плазмы в области основного разряда. Из межкатодного пространства плазма проникает в расширитель 8, в котором формируется эмитирующая плазменная поверхность. Положение этой поверхности может стабилизироваться сеточным электродом или устанавливаться без сеточного электрода в соответствии с условием равенства газокинетического и электростатического давлений для ионов и электронов [4]. Плазмообразующий газ напускается в разрядную структуру через канал в штуцере 5 и катоде 1. При помощи базового фланца 10 разрядная структура соединяется с вакуумной камерой, где реализуется технологический процесс электронного и ионного взаимодействия с поверхностью материала.

Для выявления оптимальных условий формирования электронных и ионных пучков проводились исследования параметров разряда и плазмы при различных длинах электрода-расширителя (12, 18, 21,

23 и 26 мм) и при различных его потенциалах (анодный, катодный, промежуточный между катодным и анодным потенциалами).

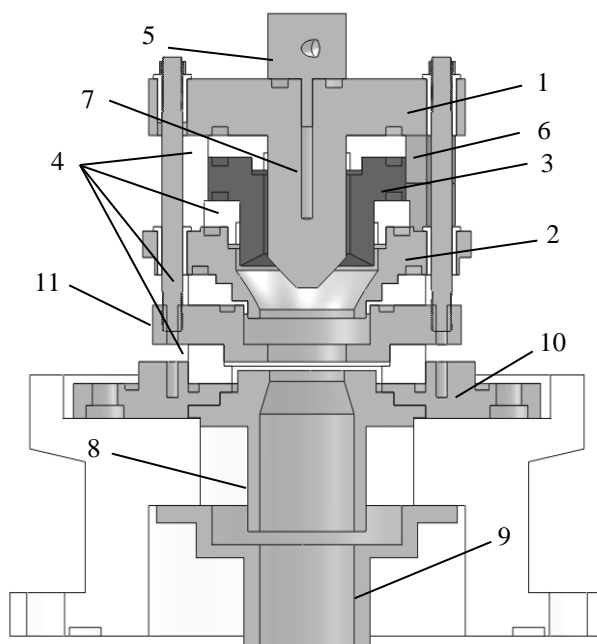


Рис. 1. Внешний вид разрядной структуры с дополнительным электродом и расширителем:

- 1 – внешний катод; 2 – внутренний катод; 3 – анод; 4 – изоляторы;
 5 – штуцер для напуска плазмообразующего газа; 6 – постоянные магниты;
 7 – отверстие для напуска газа; 8 – расширитель плазмы;
 9 – ускоряющий электрод; 10 – фланец; 11 – дополнительный электрод

Промежуточное значение потенциала (ниже анодного примерно на 150 В) достигалось за счет использования сопротивления смещения в цепи соответствующего электрода или в случае изоляции этого электрода от системы электропитания источника. Концентрация плазмы определялась зондовым методом по ионному току насыщения. При исследовании вольт-амперной характеристики (ВАХ) разряда в торце расширителя устанавливался электрод (в других экспериментах используемый как коллектор) с катодным потенциалом, что обусловлено необходимостью создать оптимальные условия для обеспечения высокой эффективности эмиссии ионов. Ток эмиссии электронов и ионов определялся как ток на поверхности коллектора, имитирующего обрабатываемую поверхность и установленного под торцом электрода-расширителя. Ускоряющее напряжение на коллектор подавалось относительно катодов разрядной камеры. Измерение тока в цепи коллектора осуществлялось с использованием цифрового осциллографа типа Bordo-424 измерением падения напряжения на сопротивлении 1 Ом, через которое коллектор заземлялся вместе с технологической камерой.

Результаты экспериментов и их обсуждение. Исследование вольтамперных характеристик разряда показало, что изменение потенциала электрода-расширителя не приводит к изменению вида ВАХ, а отличие заключается в смещении ВАХ по шкале напряжений горения в диапазоне от 300 до 400 В. Влияние потенциала электрода-расширителя и его длины на напряжение горения разряда при постоянном токе разряда проиллюстрировано на рисунке 2. Видно, что с увеличением длины расширителя напряжение горения растет, причем более существенный рост наблюдается в случае анодного (кривая 2) или промежуточного (кривая 3) потенциала в сравнении с катодным потенциалом. Повышение напряжения горения с увеличением длины расширителя при постоянном токе разряда может быть обусловлено недостаточной развитостью ионизационных процессов в расширителе, что приводит к превалированию ухода частиц над генерацией в случае увеличения площади боковой поверхности электрода-расширителя. В случае катодного потенциала (кривая 1) с увеличением длины расширителя (h) в большей степени проявляется эффект полого электрода в сравнении с анодным потенциалом (кривая 2), что следует из сравнений крутизны зависимостей на рисунке 2 при больших h .

На рисунке 2 также представлены зависимости, полученные в условиях отрицательного относительно катода потенциала коллектора (4 кВ), т.е. в условиях эмиссии ионов из плазмы в отсутствие сечного электрода в торце расширителя. Видно, что эмиссия ионов не оказывает существенного влияния

на процессы в расширителе при анодном потенциале (кривые 2, 5), проявляется в снижении крутизны в случае промежуточного потенциала (кривые 3, 6) и уменьшении напряжения горения в случае его катодного потенциала (кривые 1, 2). Эти зависимости свидетельствуют о существовании механизмов возмущения плазмы отбором ионов, как и в случае эмиссии электронов.

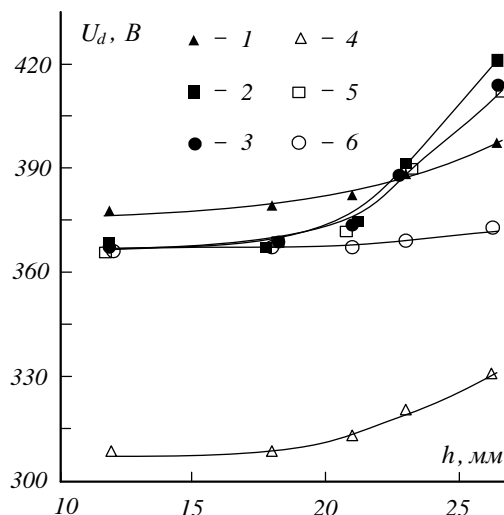


Рис. 2. Зависимость напряжения горения разряда при постоянном токе разряда 300 мА от длины электрода-расширителя при различных его потенциалах. Потенциал электрода-расширителя: 1, 4 – катодный; 2, 5 – анодный; 3, 6 – промежуточный. Ускоряющее напряжение: 1, 2, 3 – 0 кВ; 4, 5, 6 – 4 кВ

Установлено, что дополнительный электрод (см. рис. 1) не вносит существенных изменений в качественный вид ВАХ разряда. Эксперименты показали, что более высокая эффективность извлечения и стабильность эмиссионного тока электронов достигаются в следующих вариантах: I – анодный потенциал имеет электрод-расширитель и дополнительный электрод; II – электрод-расширитель имеет анодный потенциал, а дополнительный электрод – промежуточный потенциал.

С изменением длины электрода-расширителя параметры формируемой плазмы (концентрация) в области эмиссии изменяются, как показано на рисунке 3. С ростом длины расширителя растет объем плазмы, но и увеличивается площадь ухода заряженных частиц. Поэтому когда электрод-расширитель находится под катодным потенциалом, электроны на его стенки не уходят и эффективность ионизационных процессов в расширителе выше, а значит, концентрация (рис. 3, кривые 3, 4) и плотность ионного тока в этом случае также выше в сравнении со случаем его анодного потенциала (кривые 1, 2).

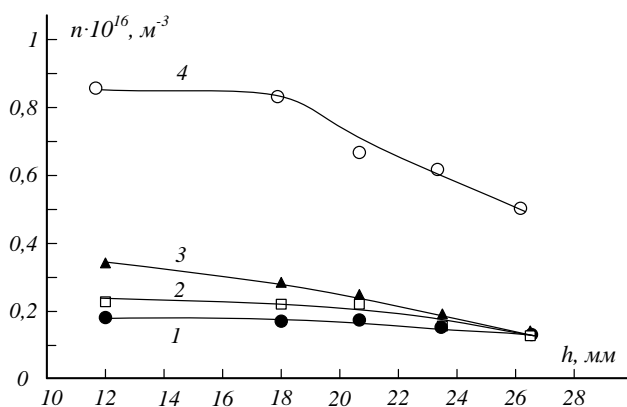


Рис. 3. Зависимость распределения концентрации плазмы от длины электрода-расширителя при различных его потенциалах. Ток разряда: 1, 2 – 300 мА; 3, 4 – 150 мА. Потенциал электрода-расширителя: 1, 2 – анодный, 3, 4 – катодный

Характеристики извлечения электронов из разряда с электродом-расширителем под анодным, катодным или промежуточным потенциалом представлены на рисунке 4.

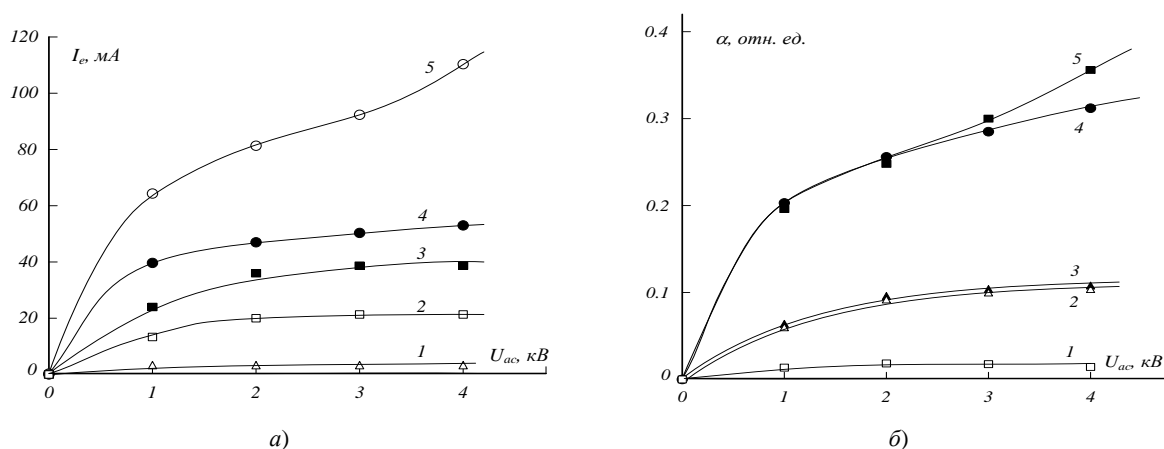


Рис. 4. Характеристики извлечения электронов при различных потенциалах электрода-расширителя:

a – ток эмиссии; b – эффективность извлечения.

Ток разряда: 2, 4 – 200 мА; 1, 3, 5 – 350 мА.

Потенциал электрода-расширителя: 1 – катодный;
2, 3 – анодный; 4, 5 – промежуточный

На величину эмиссионного тока оказывают влияние как минимум два фактора: концентрация плазмы в расширителе, которая формируется за счет диффузии из основного разряда и ионизационных процессов в нем, и электрическая прозрачность сеточного электрода, стабилизирующего эмитирующую плазменную поверхность.

Из представленных характеристик видно, что наибольшая эффективность извлечения электронов наблюдается в случае промежуточного потенциала электрода-расширителя (рис. 4, a , кривые 4, 5). Это обусловлено, вероятно, большей электрической проницаемостью апертуры электрода-расширителя для проникновения плазмы из основного разряда, ограничением ухода электронов на стенки расширителя с более отрицательным относительно плазмы потенциалом и, соответственно, более высокой эффективностью ионизационных процессов в объеме этого электрода. При этом, как видно из рисунка 4, b (кривые 4, 5), величина тока разряда не влияет на эффективность извлечения, т.е. доля отбираемых из плазмы электронов остается постоянной, что свидетельствует о независимости эффективности извлечения электронов (рис. 4 кривые 2, 3 и 4, 5) от концентрации плазмы в данной системе. Использование дополнительного электрода не позволяет достичь высоких значений тока эмиссии в сравнении со структурой без дополнительного электрода. Однако эмиссия электронов в этом случае отличается большей стабильностью и меньшей зависимостью тока разряда от тока эмиссии, о чем свидетельствует наличие области насыщения для более широкого спектра условий, в отличие от структур без дополнительного электрода (рис. 4, a , кривая 5), где данное явление не наблюдается.

Необходимо отметить, что извлечение электронов в системе без сеточного электрода возможно только в узком диапазоне рабочих параметров (напуск газа, ускоряющее напряжение).

Представленные характеристики получены с использованием сеточного электрода, что приводит к снижению эффективности извлечения, но значительно расширяет диапазон рабочих параметров стабильной работы источника электронов. Это свидетельствует о целесообразности поиска дополнительных механизмов стабилизации плазменной границы в системах без сеточного электрода, например, за счет использования магнитного поля.

Экспериментальные характеристики извлечения ионов в представленной структуре показаны на рисунке 5 в условиях бессеточного электрода в торце расширителя. Эксперименты подтвердили, что вследствие изменения параметров формируемой плазмы (см. рис. 3) ток ионной эмиссии также уменьшается с увеличением длины расширителя. При этом эффективность извлечения ионов максимальна в случае катодного потенциала (рис. 5, b , кривые 3, 4) в сравнении со случаем анодного потенциала расширителя (рис. 5, b , кривые 1, 2) и стремится к насыщению.

Эксперименты показали, что зависимости тока электронной и ионной эмиссии от тока разряда имеют близкий к линейному вид, что обеспечивает возможность эффективного управления током пучка

изменением тока разряда. На рисунке 5, а представлен пример такой зависимости тока ионного пучка от тока разряда; на рисунке 5, б показана зависимость эффективности извлечения ионов, полученная в тех же условиях. Снижение эффективности извлечения ионов с ростом тока разряда может быть обусловлено перераспределением тока разряда в пользу катодов основной газоразрядной структуры.

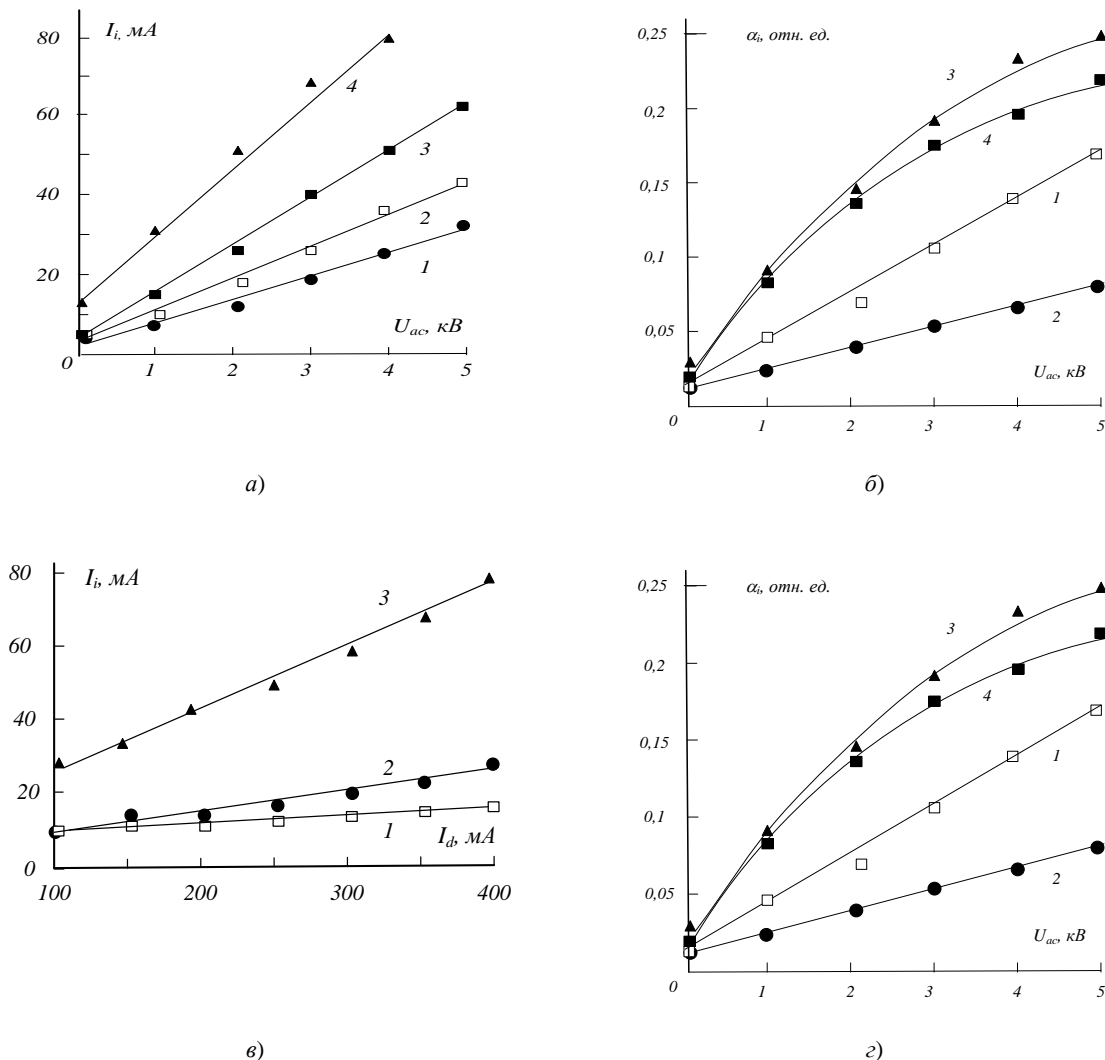


Рис. 5. Характеристики извлечения (а, б) и эмиссионные характеристики (в, г) источника ионов с электродом-расширителем длиной 12 мм без сеточного электрода в торце.

а, в – ток ионной эмиссии; б, г – эффективность извлечения ионов;

а, б – потенциал электрода-расширителя: 1, 2 – анодный, 3, 4 – катодный; ток разряда: 1, 3 – 150 мА, 2, 4 – 300 мА;

в, г – потенциал электрода-расширителя: 1 – анодный, 2 – промежуточный, 3 – катодный; ускоряющее напряжение 4 кВ

Как уже отмечалось, одним из наиболее важных факторов, способных обеспечить стабильность эмитирующей плазменной поверхности, но оказывающих существенное влияние на эффективность извлечения электронов, является магнитное поле в области расширителя, которое может быть создано системой магнитов или возникает в нем за счет проникновения магнитного поля в апертуру расширителя из области основного разряда. Вследствие различия в тепловых энергиях электронов и ионов в плазме сначала замагничиваются электроны, а затем, с ростом индукции магнитного поля, ионы.

На рисунке 6 представлены зависимости относительной эффективности извлечения ионов (кривая 1) и электронов (кривая 2) от величины индукции магнитного поля, в сравнении с минимальным значением эффективности, характерным для максимального значения индукции магнитного поля в условиях анодного потенциала электрода-расширителя.

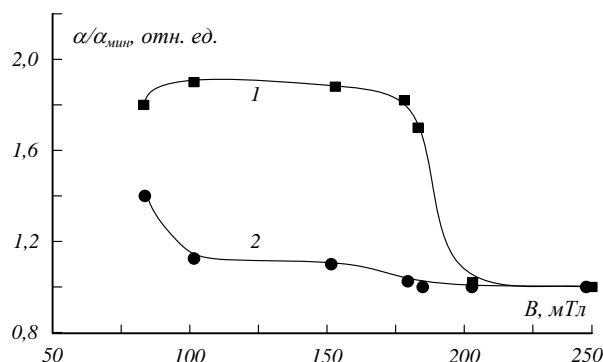


Рис. 6. Зависимость относительной эффективности извлечения ионов (1) и электронов (2) от индукции магнитного поля: ток разряда – 300 мА; ускоряющее напряжение – 5 кВ

Из рисунка 6 видно, что существует такой диапазон интенсивности магнитного поля, в котором эффективность извлечения ионов и электронов слабо зависит от индукции магнитного поля.

Закключение. Эксперименты подтвердили возможность создания универсального плазменного источника электронных и ионных пучков в стационарном режиме. Для обеспечения требуемых значений и соотношений плотностей ионного и электронного токов эмиссии возможна оптимизация конструкции за счет применения дополнительного электрода и подбора таких комбинаций потенциала электродов, при которых эффективность извлечения электронов и ионов будет достаточно высокой. Для повышения токов эмиссии и сокращения технологического времени воздействия их на материалы можно использовать импульсные режимы горения разряда. Это, как показали предварительные эксперименты, может обеспечить увеличение плотности тока эмиссии до 10 раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамаев, А.С. Разработка ионно-плазменных методов нанесения покрытий и азотирования перспективных конструкционных материалов: дис. ... канд. техн. наук / А.С. Мамаев. – Екатеринбург, 2012.
2. Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / П.М. Щанин [и др.]; под общ. ред. П.М. Щанина. – Екатеринбург: Наука, 1993. – 149 с.
3. Источники электронов с плазменным эмиттером / Ю.Е. Крейндель [и др.]; под общ. ред. Ю.Е. Крейнделя. – Новосибирск: Наука, 1983. – 120 с.
4. Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков: сб. науч. тр. / науч. ред. Г.А. Месяц. – Новосибирск: Наука, 1976. – 191 с.
5. Бугаев, С.П. Электронные пучки большого сечения / С.П. Бугаев, Ю.Е. Крейндель, П.М. Щанин. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 112 с.
6. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. Ч. I / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 1. – С. 66 – 70.
7. Плазменный эмиттер электронов с сеточной стабилизацией. Ч. II / А.В. Жаринов [и др.] // ЖТФ. – 1986. – Т. 56, вып. 4. – С. 687 – 693.

Поступила 05.02.2013

PLASMA ELECTRON AND IONIC SOURCE

V. GRUZDEV, V. ZALESSKI, P. SOLDATENKO

The results of experimental study of emission characteristics of a plasma electron and ionic source with plasma expander at different potentials are shown. It is shown that in the developed source with the change of polarity of extracting voltage and without construction changing can be obtained low-energy electrons and ion beams with parameters sufficient for realization of a number of particle-beam technologies – modification of the properties of surfaces with variable periodic exposed to the ion and electron beams in a single technological cycle can be obtained.

УДК 546.28:621.315.592

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ФОТОРЕЗИСТЕ ЗА СЛОЕМ ВНЕДРЕНИЯ ИОНОВ

Н.В. ВАБИЩЕВИЧ, канд. физ.-мат. наук, доц. **С.А. ВАБИЩЕВИЧ**
(Полоцкий государственный университет);

канд. физ.-мат. наук **Д.И. БРИНКЕВИЧ**, д-р физ.-мат. наук, проф. **В.Б. ОДЖАЕВ**,
канд. физ.-мат. наук, доц. **В.С. ПРОСОЛОВИЧ**, канд. физ.-мат. наук **Ю.Н. ЯНКОВСКИЙ**
(Белорусский государственный университет, Минск);

д-р техн. наук, доц. **А.И. ПРОСТОМОЛОТОВ**
(Институт проблем механики имени А.И. Ишлинского РАН, Москва)

Методом микроиндентирования исследованы структуры фоторезист – кремний, имплантированные ионами сурьмы с энергией 60 кэВ. Обнаружено, что процессы радиационного дефектообразования протекают далеко за областью пробега ионов Sb^+ . Эффект радиационного упрочнения полимера наблюдался по всей толщине пленки, причем за слоем внедрения ионов указанный эффект выражен сильнее. Данный эффект обусловлен процессами радиационного сшивания. Показано, что ионная имплантация приводит к ухудшению адгезионного взаимодействия фотополимерной пленки с кремнием.

Ионная имплантация широко применяется в полупроводниковой электронике с целью загонки строго дозированного количества примесных атомов, которое используется в качестве источника для последующей диффузионной разгонки при формировании локальных легированных карманов [1; 2]. В качестве масок в процессах субмикронной и нанолитографии важную роль играют диазохинонновалачные (ДХН) резисты [1]. Взаимодействие ДХН-резистов с электронами, дальним ультрафиолетом, рентгеновским и видимым излучением исследовано достаточно подробно [1]. Однако влияние ионной имплантации на свойства указанных резистов изучено недостаточно.

В настоящей работе методом микроиндентирования исследовались процессы дефектообразования при ионной имплантации пленок промышленного позитивного фоторезиста ФП 9120. Пленка фоторезиста толщиной 1,8 мкм наносилась промышленным способом на поверхность пластин кремния марки КДБ-10 ориентацией (111). Имплантация ионами Sb^+ с энергией 60 кэВ в интервале доз $1 \cdot 10^{15} \dots 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при плотности ионного тока $j = 4 \text{ мкА/см}^2$ проводилась в остаточном вакууме $10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ на ионно-лучевом ускорителе «Везувий-6». Облучение γ -квантами ^{60}Co осуществлялось при комнатной температуре на установке МРХ- γ -25М. Мощность поглощенной дозы составляла $0,360 \pm 0,008 \text{ Гр/с}$. Интервал поглощенных доз 6...200 кГр.

Микроиндентирование проводилось на приборе ПМТ-3 по стандартной методике при комнатной температуре. В качестве индентора использовался алмазный наконечник в форме четырехгранной пирамиды с квадратным основанием и углом при вершине $\alpha = 136^\circ$. Нагрузка (P) на индентор варьировалась в пределах 5...50 г. Растворение пленок фоторезиста проводилось в 3 М водном растворе КОН. В исходных (неимплантированных) образцах отпечатки индентора имели бочковидную форму, что указывает на наличие растягивающих напряжений в полимерной пленке [3]. Вероятнее всего, это обусловлено тем, что в процессе сушки фотополимер уменьшается в объеме. При нагрузках свыше 20 г в центре отпечатка наблюдаются светлые квадраты – отпечатки в кремниевой подложке, поскольку при этих нагрузках глубина внедрения индентора превышает толщину пленки фотополимера (1,8 мкм). Микротвердость исходных (неимплантированных) структур фотополимер – кремний монотонно возрастает при увеличении нагрузки, т.е. глубины проникновения индентора (рис. 1, кривая 1). Так, микротвердость фоторезиста при глубине проникновения индентора 1,2 мкм (нагрузка 2 г) была ~0,30 ГПа, а на глубине 1,65 мкм (нагрузка 10 г) возрастала более чем в 2 раза, до 0,74 ГПа. Аналогичное увеличение микротвердости по мере приближения к границе раздела фоторезист – кремний наблюдалось нами ранее для тонких пленок сополимеров на основе полиметилметакрилата [3]. Отметим, что такое поведение полимерных пленок кардинально отличается от поведения металлических и боридно-нитридных пленок, микротвердость которых постоянна по глубине и не зависит от величины нагрузки [4].

Для оценки численных значений микротвердости H_i^{cl} вблизи границы раздела фоторезист – кремний экспериментальные зависимости $H(P)$ были пересчитаны по формуле [5]

$$H_i^{cl} = \frac{H_{i+1}h_{i+1} - H_i h_i}{h_{i+1} - h_i}, \quad (1)$$

где H_i^{cl} – микротвердость i -того слоя; H_i и h_i – величины микротвердости и глубины проникновения индентора, измеренные при i -й нагрузке из дискретного набора нагрузок ($P = 5, 10, 20 \text{ г} \dots$).

Результаты расчета представлены в виде гистограмм на рисунке 2. В необлученных образцах микротвердость H монотонно возрастает вблизи границы раздела фоторезист – кремний и на расстоянии $\sim 2,5$ мкм от поверхности фоторезиста (0,7 мкм от границы раздела фоторезист – кремний) выходит на значение $\sim 9,7$ ГПа, характерное для микротвердости пластин кремния марки КДБ-10 (кривая 1, рис. 2, а).

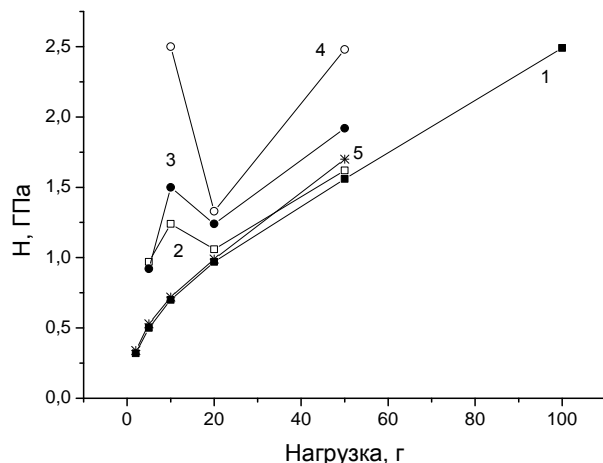


Рис. 1. Зависимости микротвердости от нагрузки для структур фоторезист – кремний. Индентирование осуществлялось со стороны полимерного слоя. Флюенс, см^{-2} : 1 – исходный; 2 – $1 \cdot 10^{15}$; 3 – $1 \cdot 10^{16}$; 4 – $5 \cdot 10^{16}$; 5 – γ -облученный, доза 50 кГр

Полученные экспериментальные данные могут быть объяснены взаимодействием фоторезиста и кремния (окисла на его поверхности). Такое взаимодействие отмечалось авторами [6; 7] для полиметилметакрилата и SiO_2 и наблюдалось на глубинах до десятков микрон. В нашем случае глубина слоя полимера, модифицированного вследствие взаимодействия с кремнием, достигала 0,5 мкм. У поверхности фоторезиста величина микротвердости соответствует значениям $\sim 0,25$ ГПа, характерным для монолитной пленки полимера (кривая 1, рис. 2, а).

Взаимодействие полимера с кремнием может приводить к упорядочению его структуры вследствие ориентации молекул, что неизбежно должно способствовать упрочнению полимерной пленки вдоль направления ориентации. Ориентация полимера в условиях нашего эксперимента весьма вероятна. Так, авторами [8] на границе раздела «полиакриламид – кремний» наблюдалось образование связей между атомами водорода в амидных группах и кислорода на поверхности кремния, приводящее к ориентации карбонильных групп параллельно поверхности кремния. Кроме того, согласно [9], полимеры способны ориентироваться под действием внешних воздействий (например, электрического или магнитного поля) и после удаления растворителя сохранять стабильный порядок. Причем степень кристалличности системы ориентированных цепей может быть близка к 100 %.

Имплантиция структур фоторезист – кремний приводила к снижению трещиностойкости полимера. При флюенсе $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ радиальные трещины в пределах отпечатка наблюдаются только при нагрузках свыше 20 г. С увеличением флюенса ионов трещинообразование внутри отпечатка усиливается и наблюдается при меньших нагрузках. При дозах свыше $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ трещинообразование настолько сильно, что приводит к искажению формы отпечатка. Однако при нагрузках менее 10 г даже при дозе $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ трещины наблюдаются только под ребрами у вершины пирамиды, где развиваются максимальные напряжения. Отметим, что трещинообразование происходит только в слое полимера. В кремнии (светлые квадраты в центре отпечатка) трещин не наблюдается. Облегченное трещинообразование вдоль направления ориентации характерно для ориентированных полимеров [9]. Резкое усиление трещинообразования при проникновении индентора в кремний обусловлено, вероятно, релаксацией упругих напряжений, локализованных в основном у границы раздела фоторезист – кремний.

Микроиндентирование структур фотополимер – кремний со стороны кремниевой подложки не выявило каких-либо существенных отличий по сравнению с исходными пластинами кремния. При этом измеренные значения микротвердости и микрохрупкости после имплантации существенно не изменялись. Кроме того, после удаления фоторезиста микротвердость кремниевых подложек не отличалась (в пределах погрешности эксперимента ~ 3 %) от микротвердости исходных (до нанесения фоторезиста) пластин кремния. Это свидетельствует о том, что физико-химические процессы под воздействием ионной имплантации протекают только в полимерной пленке.

Имплантация кардинально изменяла характер зависимости микротвердости полимерного слоя от нагрузки – она становилась немонотонной (см. рис. 1). Особенно ярко это проявляется для пересчитанных согласно формуле (1) значений слоевой микротвердости H^{cl} (рис. 2). На гистограммах H^{cl} четко прослеживается формирование в процессе имплантации нескольких слоев полимера с различными прочностными свойствами. Формирование при имплантации приповерхностного слоя с параметрами, отличными от объемных, подтверждается также исследованиями спектров отражения указанных структур [10]. Так, интерференционная картина, наблюдавшаяся в спектрах отражения структур фотополимер – кремний, указывает на то, что в имплантированных структурах вблизи поверхности фоторезиста формируется слой толщиной от 0,25 до 0,5 мкм, показатель преломления в котором находился в пределах 2,4...3,4 (в зависимости от дозы имплантации), что существенно выше показателя преломления исходного необлученного фоторезиста ФП 9120, который согласно этой же работе [10] составлял $n = 1,71$.

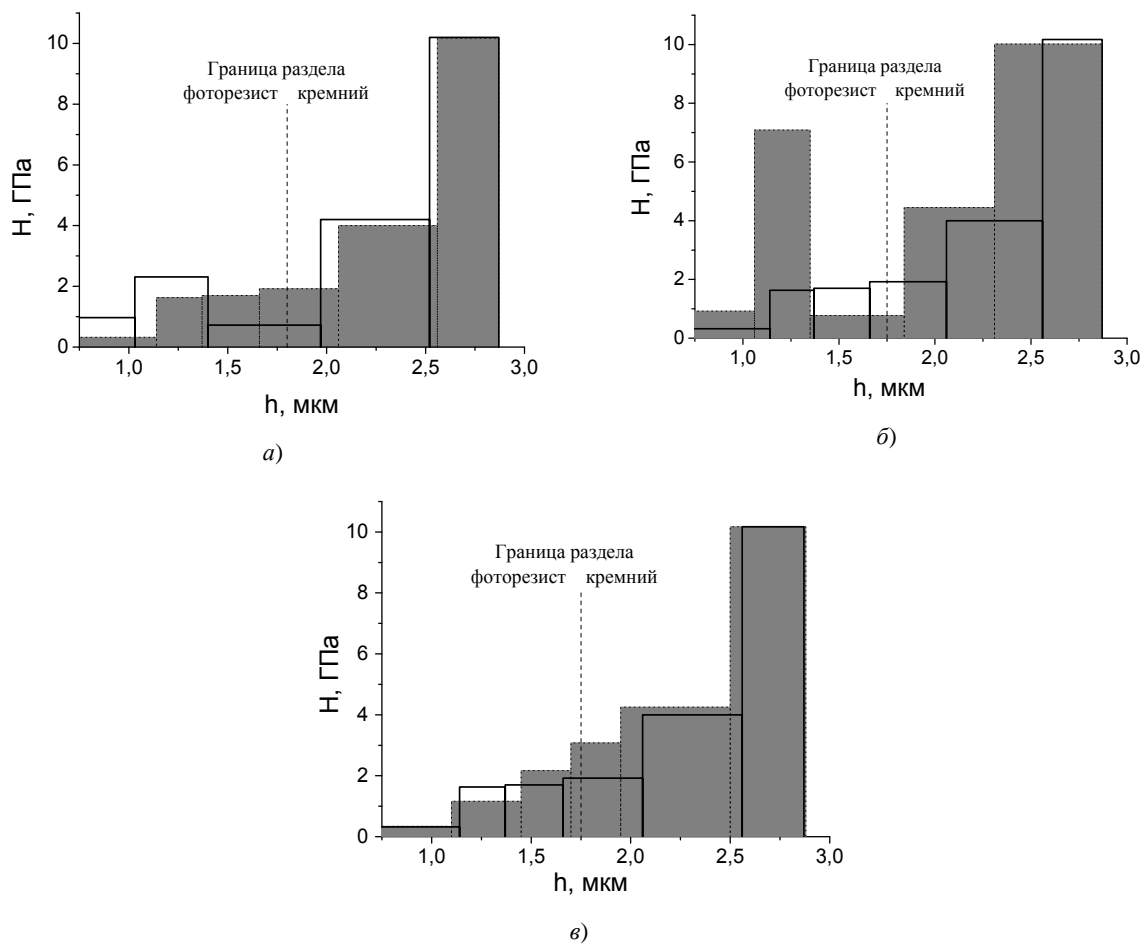


Рис. 2. Гистограммы зависимости слоевой микротвердости структур фоторезист – кремний от расстояния h от поверхности фоторезиста:
 а – затемненная гистограмма (штриховая линия) – исходный;
 светлая гистограмма (сплошная линия) – имплантированный Sb^+ дозой $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$;
 б – затемненная гистограмма (штриховая линия) – имплантированный Sb^+ дозой $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$;
 светлая гистограмма (сплошная линия) – исходный;
 в – затемненная гистограмма (штриховая линия) – γ -облученный дозой 50 кГр;
 светлая гистограмма (сплошная линия) – исходный

При анализе рисунка 2 можно выделить, по крайней мере, 3 области фоторезиста с различным характером изменения микропрочностных свойств: приповерхностную область, область в глубине фоторезиста и область вблизи границы раздела полимер – кремний. В приповерхностной области (до глубины 1 мкм) микротвердость H^{cl} при малых флюенсах имплантации растет и выходит на постоянное значение $\sim 1 \text{ ГПа}$ при $\Phi = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Дальнейшее увеличение дозы имплантации изменения приповерхностной H^{cl} не вызывает (рис. 2, а, б). В глубине фоторезиста H^{cl} интенсивно растет во всем диапазоне исследованных флюенсов имплантации и при $\Phi = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ достигает значений $H^{cl} = 7 \text{ ГПа}$ (рис. 2, б).

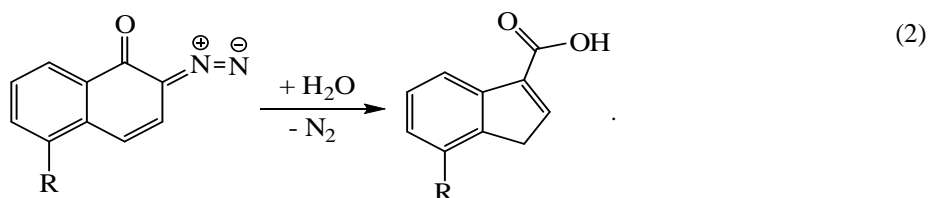
Микротвердость полимера вблизи границы раздела «полимер – кремний» в процессе имплантации падает и при флюенсе $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ индентор практически не испытывает сопротивления при прохождении этого слоя (значения H^{cn} уменьшаются \sim в 20 раз). Эти экспериментальные данные могут быть интерпретированы как ухудшение адгезионного взаимодействия фотополимера с кремнием при ионной имплантации. Следует отметить, что в работе [11, с. 94] отмечалось, что защитные полимерные покрытия на основе фенольных материалов при облучении электронами становятся хрупкими, а сцепление между ними и основным материалом ухудшается. В наших экспериментах аналогичные явления мы наблюдали за пределами проецируемого пробега ионов Sb^+ . Проецированный пробег R_p ионов Sb^+ с энергией 60 кэВ в фоторезисте ФП 9/20, рассчитанный с использованием программы SRIM-2010 (www.srim.org), составляет 58 нм. Однако упрочненный слой в наших экспериментах простирается до глубин свыше 1 мкм, что почти в 20 раз превышает величину рассчитанного проецированного пробега. На глубинах, соответствующих R_p , изменение микротвердости при имплантации существенно ниже, чем в глубине фоторезиста (см. рис. 2, а, б).

Отметим, что при облучении γ -квантами, «прошивающими» насквозь полимерную пленку, монотонности микропрочностных свойств пленки не наблюдалось. Облучение приводило к возрастанию H^{cn} по всей толщине пленки. Вид зависимостей H^{cn} от глубины в процессе облучения существенно не изменялся (сравни рис. 2, а и в). Вблизи границы раздела «полимер – кремний» значения H^{cn} при облучении γ -квантами существенно возрастают (\sim в 2 раза).

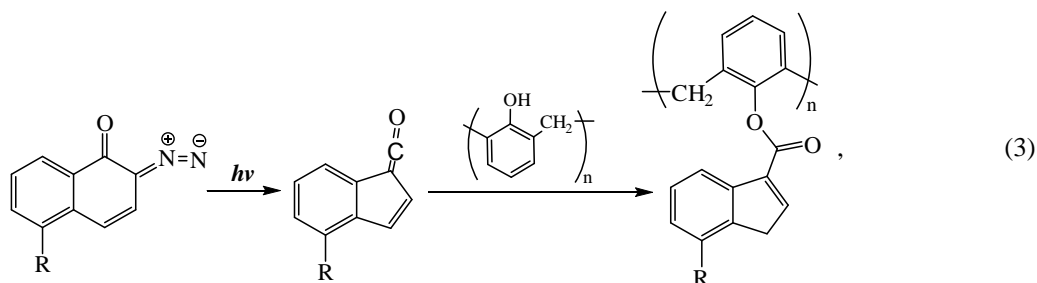
Таким образом, приведенные экспериментальные данные указывают на то, что процессы радиационного дефектообразования при ионной имплантации структур фотополимер – кремний протекают далеко за областью проецированного пробега ионов Sb^+ . О наличии эффекта дальнего действия свидетельствуют также исследования спектров отражения указанных структур [10].

Необходимо также отметить, что эффект радиационного упрочнения наблюдается уже при минимальной дозе имплантации ($1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и на глубинах, существенно превышающих пробег ионов. Это позволяет предполагать, что эффект упрочнения не связан с формированием нанокompозита или с карбонизацией имплантированного слоя. Вероятнее всего, он обусловлен процессами радиационного сшивания молекул полимера [11; 12].

Хинондиазид в ДХН-резистах является ингибитором растворения фенол-формальдегидной смолы в 0,1...0,3 М щелочном проявителе. При облучении хинондиазида актиничным светом (максимум чувствительности \sim 320 нм) образуется растворимая инденовая кислота по следующей реакции [1; 13]



Необходимая вода содержится в резистивной пленке (до 1 % от веса) или в воздухе. Если экспонирование осуществляется в отсутствие воды (например, в вакууме, как при ионной имплантации), кетен взаимодействует с ОН-группой смолы с образованием эфирных сшивок по реакции (3) [1]:



что должно приводить к увеличению микротвердости и охрупчиванию резистивной пленки. С другой стороны, высокоэнергетичные излучения (в отличие от актиничного излучения) поглощаются как чувствительным компонентом (диазидхинон), так и самой смолой. В этом случае могут протекать и бимолекулярные, и независимые реакции с образованием ингибирующих и нерастворимых в проявителе продуктов. Так, в [1] отмечалось, что фенолформальдегидная смола становится нерастворимой при воздействии на нее больших доз электронного экспонирования. Для проверки этого имплантированные структуры

фоторезист – кремний помещались в 3 М водный раствор КОН. Установлено, что процессы, протекающие под воздействием КОН в исходных и имплантированных структурах фотополимер – кремний, кардинальным образом отличаются. При помещении в водный раствор КОН необлученных структур пленка фоторезиста набухает и без внешних воздействий отслаивается, причем полное отслоение пленки происходит в течение 30...50 с. Имплантированная пленка более устойчива к воздействию щелочного раствора, причем растворяется она неоднородно. На поверхности структуры через несколько минут пребывания в КОН появляются светлые точки (рис. 3). Их количество и размеры увеличивается со временем. Эти светлые точки обусловлены растворением пленки фоторезиста до кремния. По их краям видно небольшое отслоение пленки от кремния. Заканчивается процесс образованием на поверхности сетки, которая со временем отслаивается от кремния и распадается на отдельные «волоски», едва видимые невооруженным глазом и не растворимые в КОН (по крайней мере, в течение недели). Химический анализ показал, что «волоски» состоят из атомов углерода. Вероятнее всего, это остатки имплантированного слоя полимера.

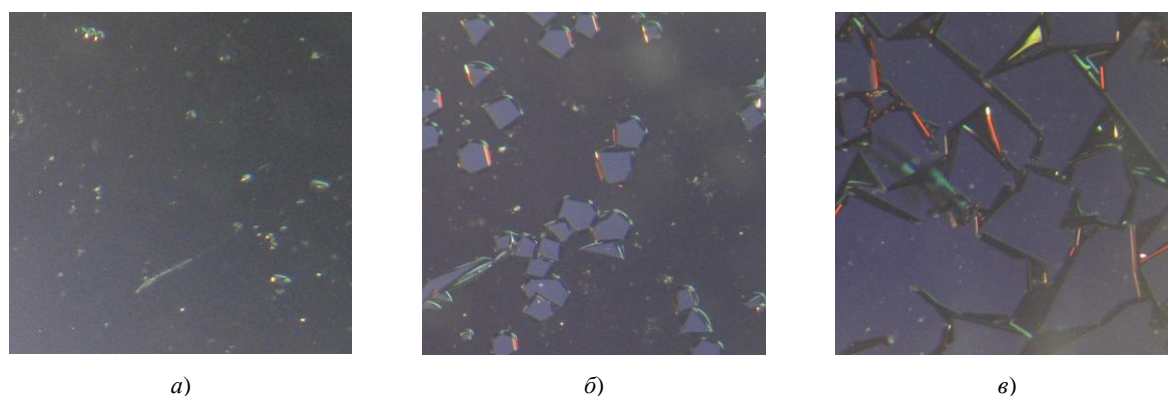


Рис. 3. Поверхность имплантированных ($\Phi = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) структур фоторезист – кремний после обработки в 3 М водном растворе КОН. Длительность обработки, мин: а – 2; б – 18; в – 90 (увеличение $\times 20$)

Как известно [12; 14 – 16], при высокоэнергетичном облучении полимеров наблюдается интенсивный выход газообразных продуктов (H_2 , CO , CH_4 и т.д.). В области пробега ионов число смещенных атомов велико, структура звеньев полимера должна разрушаться и вследствие интенсивного газовыделения в этом слое остаются преимущественно атомы углерода [14]. Наблюдается усадка полимера в области пробега ионов, что приводит к формированию на границе этой области упругих напряжений. Наличие упругих напряжений может приводить к упрочнению структуры. С другой стороны, когда слой полимера под углеродной пленкой, сформировавшейся в области пробега ионов, растворяется в КОН, эти упругие напряжения могут способствовать сворачиванию углеродной пленки в цилиндры («волоски»). Аналогичные явления наблюдались при имплантации ионами с $E = 40...60 \text{ эВ}$ тонких (40 мкм) пленок полиимида и полиэтилентерефталата.

Объяснить изменение свойств полимера за слоем внедрения каналированием ионов невозможно в силу следующих причин. Фенолформальдегидные смолы могут присоединять мономерные цепи по 3 различным вариантам, т. е. строгая линейная цепочка молекулы полимера маловероятна. С другой стороны, по мере удаления от границы раздела фоторезист – кремний степень ориентации полимера падает (микротвердость снижается), и у поверхности пленки нельзя ожидать высокой степени упорядоченности.

Более вероятным кажется перенос образовавшегося в результате высокоэнергетичного воздействия радикала по цепи молекулы полимера [12; 15]. Размеры молекулы полимера могут достигать нескольких микрометров. К тому же существует возможность передачи радикала от одной молекулы к другой. Таким образом, радикал, образованный у поверхности полимера в области пробега ионов, вполне способен переместиться на глубины до 1 мкм и более и уже там сформировать новую связь, упрочняющую полимер. Однако не следует исключать возможность воздействия на физико-механические свойства фоторезиста, наведенного в его объеме, и в особенности у границы раздела фотополимер – кремний, заряда, созданного ионной имплантацией. Наведенный в полимере заряд может также модифицировать свойства (плотность поверхностных состояний, область объемного заряда и т.д.) приповерхностных слоев монокристаллического кремния.

Заключение. Обнаружено, что процессы радиационного дефектообразования при низкоэнергетичной ионной имплантации структур фотополимер – кремний протекают далеко за областью проецированного пробега ионов Sb^+ . Процессы радиационного дефектообразования локализованы в полимерной

пленке. Эффект радиационного упрочнения полимера наблюдался по всей толщине пленки, причем за счет внедрения ионов указанный эффект выражен сильнее. Предположительно, он обусловлен процессами радиационного сшивания. Ионная имплантация приводит к ухудшению адгезионного взаимодействия фотополимерной пленки с кремнием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моро, У. Микролитография. Принципы, методы, материалы / У. Моро: в 2-х ч. – М.: Мир, 1990. – Ч. 2. – 632 с. (Moreau, W.M. Semiconductor lithography. Principles, practices and materials / W.M. Moreau. – N.Y., London: Plenum Press).
2. Технология СБИС: в 2-х кн. Кн. 1 / под ред. С. Зи. – М.: Мир, 1986. – 406 с.
3. Микроиндентирование структур фотополимер – кремний / Н.В. Вабищевич [и др.] // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2011. – № 4. – С. 77 – 83.
4. Особенности структуры и физико-механических свойств наноструктурных тонких пленок / Д.В. Штанский [и др.] // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 6. – С. 1122 – 1129.
5. О распределении величины микротвердости по глубине образца / А.Б. Герасимов [и др.] // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41, № 7. – С. 1225 – 1227.
6. Исследование структуры граничных слоев полиметилметакрилата методом нарушенного полного отражения / Г.М. Семенович [и др.] // Высокомолекулярные соединения. Сер. А. – 1978. – Т. 20, № 9. – С. 2000 – 2005.
7. О взаимодействии метилметакрилата с силикатами минералов / Г.В. Топильский [и др.] // Изв. вузов. Сер. Строительство и архитектура. – 1975. – № 12. – С. 78 – 81.
8. Xiaolin, Lu. Characterization of the interfacial interaction between polyacrylamide and silicon substrate by Fourier transform infrared spectroscopy / Lu Xiaolin, Mi Yongli // Macromolecules. – 2005. – V. 38, № 3. – P. 839 – 843.
9. Власов, С.В. Ориентированное состояние полимеров / С.В. Власов, В.Н. Кулизнев. – М.: Знание, 1987 – 48 с.
10. AFM, ESR and optic study of Sb^{+} ions implanted photoresist / I. Azarko [et al.] // Przegląd elektrotechniczny. – 2010. – № 7. – P. 270 – 271.
11. Кинг, Р.В. Полимеры / Р.В. Кинг, Н.Дж. Бродвей, Р.А. Майер // Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем; под ред. Д.Ф. Кирчера, Р.Е. Боумана. – М.: Атомиздат, 1967. – С. 49 – 114. (Effect of radiation on materials and components; ed. J.F. Kircher, R.E. Bowman. – Reinhold Publishing Co, 1964).
12. Грасси, Н. Деструкция и стабилизация полимеров / Н. Грасси, Дж. Скотт. – М.: Мир, 1988. – 246 с. (Grassie, N. Polymer degradation and stabilization / N. Grassie, G. Scott. – Cambridge University Press, 1985).
13. Synthesis and photochemistry of 1, 2-naphthoquinonediazide-(2)-n-sulfonic acid derivatives / J. Bendig [et al.] // Tetrahedron. – 1992. – V. 48, № 42. – P. 9207 – 9210.
14. Спектры ЭПР алмазоподобных и облученных ионами полимерных углеродных пленок / В.В. Сухо-руков [и др.] // Поверхность. – 1991. – № 5. – С. 92 – 96.
15. Экспериментальные методы химии высоких энергий / под общ. ред. М.Я. Мельникова. – М.: МГУ, 2009. – 824 с.
16. Ионная имплантация полимеров / В.Б. Оджаев [и др.]. – Минск: БГУ, 1998. – 197 с.

Поступила 12.02.2013

DEFECT FORMATION IN THE PHOTORESIST BEHIND THE PROJECTED RANGES OF IONS

**N. VABISHCHEVICH, S. VABISHCHEVICH, D. BRINKEVICH,
V. ODZHAEV, V. PROSOLOVICH, YU. YANKOVSKI, A. PROSTOMOLOTOV**

Photoresist-silicon structures implanted by Sb^{+} ions with energy 60 keV were investigated by the microindentation method. It is revealed that radiative defect formation processes proceed far behind the projected ranges of Sb^{+} ions. The effect of radiative hardening of polymer was observed on all thickness of a film, and behind the projected ranges of ions the specified effect is expressed more strongly. It is caused by processes of radiation cross-linking. It is shown that ion implantation leads to deterioration of adhesive interaction of a photopolymeric film with silicon.

УДК 533.9.924+621.793.18

**СКВОЗНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАНЕСЕНИЯ ПОКРЫТИЙ
ПРИ МАГНЕТРОННОМ РАСПЫЛЕНИИ**

*канд. техн. наук Д.А. ГОЛОСОВ, канд. техн. наук С.М. ЗАВАДСКИЙ, С.Н. МЕЛЬНИКОВ
(Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники (Центр 10.1), Минск)*

Представлены разработанные методики для моделирования процессов магнетронного распыления. Показаны два этапа процесса моделирования: расчет профиля эрозии мишени; формирование профиля толщины тонкопленочных слоев для различных форм зон распыления и систем перемещения подложек (неподвижные подложка и магнетрон; линейное перемещение подложек; нанесение с барабанными вращающимися подложкодержателями при расположении магнетрона снаружи или внутри барабана). Анализ результатов моделирования свидетельствует о том, что погрешность моделей не превышает 10 %. Модели для формирования покрытия могут использоваться только для моделирования процессов магнетронного нанесения слоев при рабочем давлении в зоне нанесения не более 1 Па, так как не учитывают эффекты термализации распыленного потока.

Введение. В настоящее время магнетронное распыление заняло лидирующее положение среди всех других вакуумных методов получения тонкопленочных структур, продолжая совершенствоваться и развиваться. При этом требования заказчика к распылительным системам и процессам магнетронного распыления все более возрастают. Примерами таких требований заказчика являются: высокая равномерность толщины наносимой тонкой пленки; высокий коэффициент использования материала мишени; увеличивающийся размер подложек; высокая скорость нанесения слоев при реактивном магнетронном распылении с равномерным химическим составом по подложке; возможность нанесения тонких пленок на объемные детали с высокой равномерностью толщины. В прошлом магнетронные распылительные системы и технологии с их использованием разрабатывались и оптимизировались эмпирически только методом постепенного приближения (проб и ошибок), используя экспериментальный опыт, что требует значительных временных затрат и материальных ресурсов. Поэтому встал вопрос о разработке методов компьютерного моделирования магнетронных распылительных систем и процессов магнетронного распыления. Компьютерное моделирование позволяет уменьшить стоимость и время доводки ионно-плазменного оборудования и во многих случаях является единственным способом выбора оптимального решения.

Таким образом, целью работы была разработка относительно простой методики сквозного моделирования магнетронных систем от прогнозирования зоны эрозии магнетрона до формирования покрытия на подложке, которая бы оперировала реальными параметрами процесса и позволяла с достаточной для практического применения точностью производить расчет без использования мощных компьютерных ресурсов.

Математическое описание образования зоны эрозии мишени. При ионной бомбардировке скорость распыления материала мишени по толщине рассчитывается по формуле

$$v(r_1) = \langle Y(r_1) \rangle \frac{j_i(r_1) A_m}{N_a e \rho}, \tag{1}$$

где A_m – атомная масса распыляемого материала; ρ – плотность материала; $j_i(r_1)$ – плотность ионного тока на поверхности мишени на расстоянии r_1 от оси магнетрона; $\langle Y(r) \rangle$ – средняя по энергетическому спектру величина коэффициента распыления материала мишени (эффективный коэффициент распыления); N_a – число Авогадро; e – заряд электрона.

Исходя из формулы (1) скорость распыления материала мишени по толщине при прочих равных условиях зависит только от уровня ионной бомбардировки (плотности ионного тока) определенного участка мишени МРС, т.е. глубина эрозии мишени $h(r)$ на радиусе r_1 прямо пропорциональна произведению величины плотности тока разряда $j_i(r)$ на среднюю по энергетическому спектру величину коэффициента распыления материала мишени $\langle Y(r) \rangle$:

$$h(r_1) \propto j_i(r_1) \langle Y(r) \rangle. \tag{2}$$

Определим эффективный коэффициент распыления как

$$\langle Y(r_1) \rangle = \int_0^{U_i} f_i(U, r_1) Y(U) dU, \tag{3}$$

где $Y(U)$ – табличное значение коэффициента распыления материала мишени, зависящее от энергии ионов; $f_i(U, r)$ – функция распределения ионов по энергиям на уровне катода.

Функция распределения ионов по энергиям имеет сильную зависимость от напряжения разряда. Однако для большинства распыляемых материалов напряжение разряда изменяется в небольших пределах и составляет 350...500 В. Таким образом, для упрощения модели можно говорить, что функция распределения ионов по энергиям на уровне катода, а следовательно, и эффективный коэффициент распыления слабо зависят от координаты точки распыления и напряжения разряда.

На основе представленных выше выражений можно сделать вывод, что для определения профиля выработки и коэффициента использования материала мишени достаточно знать распределение плотности тока бомбардирующих мишень ионов, а для расчета полного времени работы мишени необходимо учитывать и эффективный коэффициент распыления.

Распределение плотности ионного тока на поверхности мишени может быть получено путем интегрирования актов ионизации во всем объеме плазмы:

$$j_i(r) = \int_0^{z^*} n_e(r, z) v_i(r, z) dz, \quad (4)$$

где n_e – плотность ионизирующих электронов; v_i – частота ионизации; z^* – граница плазмы. Средняя частота ионизации, определяемая функцией распределения электронов по энергиям:

$$v_i = n_a \langle \sigma_i v_e \rangle. \quad (5)$$

Здесь n_a – концентрация атомов или молекул рабочего газа; σ_i – сечение ионизации при столкновении электронов с атомами; v_e – скорость электронов [1].

Представим среднюю скорость электронов как сумму движений вдоль линий электрического поля $v_{||}$ (продольная составляющая) и перпендикулярно электрическому и магнитному полю v_{\perp} (поперечная составляющая, так называемый холловский ток):

$$\langle v_e \rangle^2 = \langle v_{||} \rangle^2 + \langle v_{\perp} \rangle^2. \quad (6)$$

Продольная составляющая

$$v_{||} = \frac{eE_z}{m_e} t \quad (7)$$

представляет собой колебательное движение электронов со скоростью от нуля (в нижней точке циклоиды) до $2v_{||}$ (в верхней точке циклоиды), зависит только от напряженности электрического поля и практически ее значение постоянно во всем объеме плазмы. Скорость дрейфа электронов в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полям, определяется выражением

$$v_{\perp} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}, \quad (8)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{B} – векторы напряженности электрического и индукции магнитного полей. Если предположить, что напряженность электрического поля не зависит от положения на мишени, можно сделать вывод, что основным фактором, определяющим концентрацию актов ионизации в разряде магнетрона, является величина и направление вектора магнитной индукции над поверхностью мишени, что было подтверждено экспериментально [2].

Поскольку исходя из формул (5) – (8) электрическое поле практически не зависит от текущего радиуса, можно сделать вывод, что концентрация актов ионизации в каждой точке объема плазмы пропорциональна отношению величины горизонтальной составляющей индукции магнитного поля (B_r) к квадрату индукции магнитного поля:

$$v_i(r, z) \propto \frac{B_r(r, z)}{B^2(r, z)}. \quad (9)$$

Ионизация рабочего газа в основном происходит в области скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ полей, где вектор магнитной индукции практически перпендикулярен вектору напряженности электрического поля и индукция магнитного поля имеет величину не ниже определенного значения.

Для определения зоны ионизации атомов рабочего газа необходимо установить критерии границ зоны. Нижняя граница зоны ионизации определяется толщиной зоны катодного падения потенциала (темного катодного пространства – ТКП). В стационарном режиме работы магнетронной распылительной системы около катода образуется слой положительного пространственного заряда, на котором падает большая часть разрядного напряжения. В темном катодном пространстве происходит разгон электро-

нов. Поскольку сечение ионизации электронным ударом снижается при большой энергии ионов, в этой зоне практически отсутствуют акты ионизации. Толщину ТКП можно оценить исходя из соотношения

$$d_{sh}^2 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{(U_{pl} - U_i)^{3/2}}{j_i}, \tag{10}$$

где $j_i(r)$ – локальная плотность ионного тока; m_i – масса иона; ϵ_0 – электрическая проницаемость вакуума; U_i – напряжение разряда; U_{pl} – потенциала плазмы.

Расчеты показывают, что для большинства МРС толщина ТКП в зависимости от конфигурации магнетрона и плотности ионного тока составляет 1...5 мм, что составляет 5...7 % плазменной оболочки. Ионизация происходит за пределами катодного слоя, в плазме отрицательного свечения. В этой области электрическое поле очень слабое и оно практически не влияет на движение высокоэнергетичных катодных электронов и обеспечивает только сбор анодом низкоэнергетичных плазменных электронов для замыкания электрической цепи. Верхняя и боковые границы плазмы определяются способностью магнитной ловушки удерживать электроны. На некотором расстоянии от магнитной системы магнетрона напряженность магнитного поля ловушки ниже некоторой критической величины, при которой радиус циклотронного движения электрона превышает расстояние до подложки. В этом случае электроны не будут возвращаться обратно в зону ловушки и попадут на анод. Исходя из проведенных расчетов, можно предположить, что верхняя граница плазмы ограничивается величиной продольной составляющей индукции магнитного поля (B_r) порядка 0,02 Тл. Поэтому при расчетах в качестве граничных условий принято: $Z_{min} = Z_{ТКП}$ – нижняя граница зоны плазмообразования; $Z_{max}(r) = Z(r)$, где ($B_r \leq 0,02$ Тл) – верхняя и боковые границы зоны плазмообразования.

Для использования предложенного метода необходим предварительный расчет конфигурации магнитных полей. Распределение индукции магнитного поля и ее горизонтальной составляющей над поверхностью мишени определялось с помощью программного комплекса ELCUT (Quick Field) [3], особенностью которого является возможность использования ресурсов и результатов внешних подключаемых модулей (технология ActiveField). Данная технология включает набор объектов для решения и анализа задач моделирования магнитных полей. Для формирования матриц выходных данных и анализа результатов разработано программное средство *TargProf*, которое использует технологию ActiveField. При этом объекты ELCUT обеспечивают постановку новой задачи, описание ее геометрической модели, построение сетки конечных элементов, ее решение. Разработанная программа с использованием технологии ActiveField обеспечивает создание матриц индукции магнитного поля $B(r, z)$ и горизонтальной составляющей индукции магнитного поля $B_r(r, z)$. В полученной матрице B_r с учетом представленных выше граничных условий выделялась зона ионизации рабочего газа, для каждой точки пространства, по формуле (9) рассчитывалась относительная частота ионизации и создавалась матрица выходных результатов. На последнем этапе для построения профиля зоны эрозии мишени производилось интегрирование столбцов матрицы относительной частоты ионизации и нормирование полученного профиля.

На рисунке 1 представлены результаты моделирования с использованием программного средства *TargProf* зоны эрозии протяженного магнетрона МСПР-616 с размером мишени 610×100 мм и магнитной системой на феррит-стронциевых постоянных магнитах марки 28СА260. Полученный в результате моделирования профиль зоны эрозии мишени с погрешностью, не превышающей 16 %, соответствует экспериментальным измерениям.

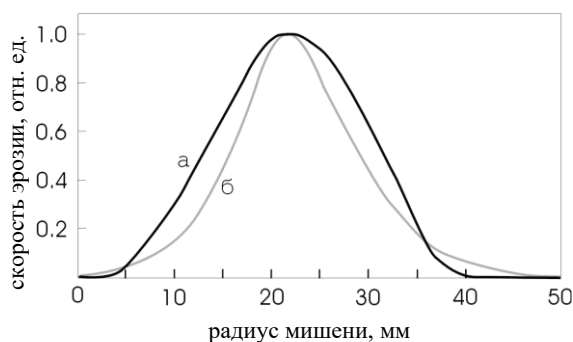


Рис. 1. Профили зоны эрозии мишени магнетрона МСПР-830, полученные в результате моделирования (а) и экспериментальных измерений (б)

Полученная в результате моделирования аппроксимационная кривая зоны эрозии мишени использовалась для формирования кривой распределения плотности тока разряда при расчете скорости нанесе-

ния слоев методом магнетронного распыления. При этом предполагалось, что плотность тока разряда пропорциональна скорости распыления мишени (формула (2)) и плотность ионного тока связана с плотностью тока разряда следующим соотношением:

$$j_i(r_1) = \frac{j_r(r_1)}{1 + \gamma_i}, \quad (11)$$

где γ_i – коэффициент ионно-электронной эмиссии материала мишени.

При этом функция распределения плотности тока разряда должна удовлетворять соотношению

$$\int_{-\infty}^{\infty} j_r(r_1) dr_1 = I_r, \quad (12)$$

где I_r – ток разряда магнетрона.

Для определения скорости нанесения тонкопленочных слоев при магнетронном распылении использовался метод интегрирования распыленного потока с каждой точки зоны распыления. Рассмотрим особенности геометрической схемы модели системы магнетронного распыления (рис. 2).

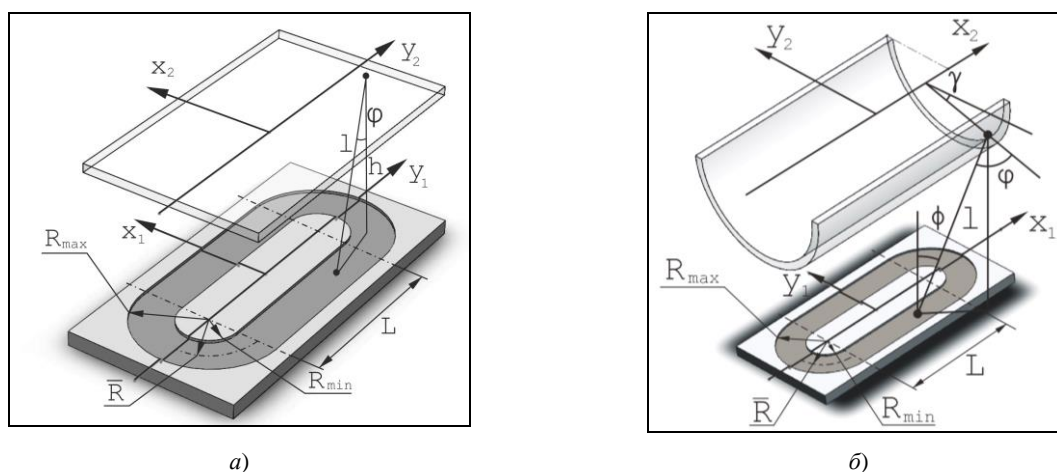


Рис. 2. Геометрические схемы модели системы магнетронного распыления:
 а – магнетрон с протяженной зоной распыления – плоский подложкодержатель;
 б – магнетрон с протяженной зоной распыления – барабанный подложкодержатель

Анализ процессов нанесения тонких пленок методом магнетронного распыления показывает, что определяющее влияние на скорость нанесения и распределение толщины нанесенных слоев оказывает механизм переноса распыленного вещества к поверхности конденсации [4]. Механизм переноса определяется протяженностью зоны термализации, т.е. расстоянием от точки распыления до точки, в которой распыленные атомы в результате потери энергии при столкновении с атомами рабочего газа достигают термодинамического равновесия с рабочим газом. Оценка протяженности зоны термализации была проведена на основе модели парных соударений в приближении жестких сфер [5]. При этом предполагалось, что распыленный материал мишени представлен преимущественно нейтральными атомами, концентрация распыленных атомов на несколько порядков ниже концентрации атомов рабочего газа Ar. Начальная энергия распыленных атомов E_a по порядку величины совпадает с поверхностной энергией связи и составляет 2...10 эВ [6; 7].

Согласно данной модели протяженность зоны термализации может быть определена как

$$R_r = N\lambda, \quad (13)$$

где λ – средняя длина свободного пробега распыленного атома в среде атомов Ar; N – среднее количество столкновений распыленных атомов с атомами Ar, при которых распыленные атомы теряют энергию и достигают термодинамического равновесия с рабочим газом:

$$N = \frac{\ln\left(\frac{E_g}{E_a}\right)}{\ln(1-\beta)}. \quad (14)$$

В формуле (14) E_a – средняя кинетическая энергия распыленных атомов; $E_g = 3/2kT$ – энергия теплового движения атомов рабочего газа; β – средняя относительная доля энергии, теряемая при упругом соударении частиц с массами M_a и M_g :

$$\beta = 2 \frac{M_a M_g}{(M_a + M_g)^2}. \quad (15)$$

Средняя длина свободного пробега распыленного атома рассчитывается по формуле

$$\lambda = \left(\sigma n \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\langle v_a \rangle}{\langle v_g \rangle} \right)^2} \right] \right)^{-1}, \quad (16)$$

где $\sigma = \pi(R_a + R_g)^2$ – эффективное газокинетическое поперечное сечение столкновений (полное микроскопическое сечение упругого рассеяния частиц) с радиусами R_a и R_g ; n – плотность атомов рабочего газа $n = p/kT$ (p – давление рабочего газа); $\langle v \rangle$ – средняя скорость атомов.

Рассчитанные на основе данной модели зависимости протяженности зоны термализации для атомов Al, Ti, W со средней кинетической энергией 5 эВ от давления рабочего газа Ar показали, что при давлениях менее 1,0 Па протяженность зоны термализации превышает расстояние мишень – подложка и наблюдается пролетный механизм переноса материала мишени [8]. Таким образом, модель разработана для случая магнетронного распыления при давлениях в камере менее 1,0 Па.

При построении модели были сделаны следующие допущения: (I) распыленные атомы имеют направленное движение и распространяются в пространстве по закону косинуса; (II) распыленные атомы не сталкиваются друг с другом и с атомами рабочего газа (т.е. отсутствует эффект термализации распыленного потока); (III) распыленные атомы конденсируются в точке соударения с подложкой и коэффициент прилипания распыленных частиц к подложке равен 1,0.

Для определения скорости нанесения тонкопленочных слоев на подложке использовался метод интегрирования распыленного потока с каждой точки зоны распыления. Как видно из рисунка 2, зону распыления в протяженных МРС можно разделить на четыре участка: два закругленных и два прямолинейных. При этом скорость нанесения в точке подложки с координатами (x_2, y_2) , расположенной на расстоянии l от точки распыления МРС с протяженной зоной распыления, может быть рассчитана как сумма скоростей нанесения из прямолинейных и закругленных участков зоны распыления:

$$V(x_2, y_2) = V_1(x_2, y_2) + V_2(x_2, y_2) + V_3(x_2, y_2) + V_4(x_2, y_2), \quad (17)$$

где $V_1(x_2, y_2)$, $V_2(x_2, y_2)$ – скорости нанесения с закругленных участков зоны распыления мишени; $V_3(x_2, y_2)$, $V_4(x_2, y_2)$ – скорости нанесения с прямолинейных участков зоны распыления мишени.

Скорость нанесения пленки из участка закругления зоны распыления

$$V_1(x_2, y_2) = \frac{1}{\pi} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{r_1 v_r(r_1) \cos \varphi(r_1, \theta) \cos^n \phi(r_1, \theta)}{l^2(r_1, \theta)} dr_1 d\theta, \quad (18)$$

где R_{min} , R_{max} – минимальный и максимальный радиусы зоны эрозии мишени; $v_r(r_1)$ – скорость распыления материала мишени на радиусе r_1 ; l – расстояние от точки распыления до точки конденсации, ϕ – угол распыления; φ – угол конденсации; θ – угол текущей точки распыления относительно длинной оси магнетрона; n – показатель степени косинуса угла распыления.

Для протяженных участков зоны распыления формула имеет вид

$$V_3(x_2, y_2) = \frac{1}{\pi} \int_{R_{min}}^{R_{max}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{v_r(x_1) \cos \varphi(x_1, y_1) \cos^n \phi(x_1, y_1)}{l^2(x_1, y_1)} dx_1 dy_1, \quad (19)$$

где L – длина прямолинейного участка зоны распыления мишени; (x_1, y_1) – координаты текущей точки распыления.

Для решения задачи расчета распределения скорости нанесения покрытия разработан программный комплекс *Deposition* (рис. 3), который позволяет рассчитать скорость нанесения слоев в любой точке подложки для аксиальных и протяженных магнетронных распылительных систем, толщину наносимых слоев для различных форм зон распыления и систем перемещения подложек.

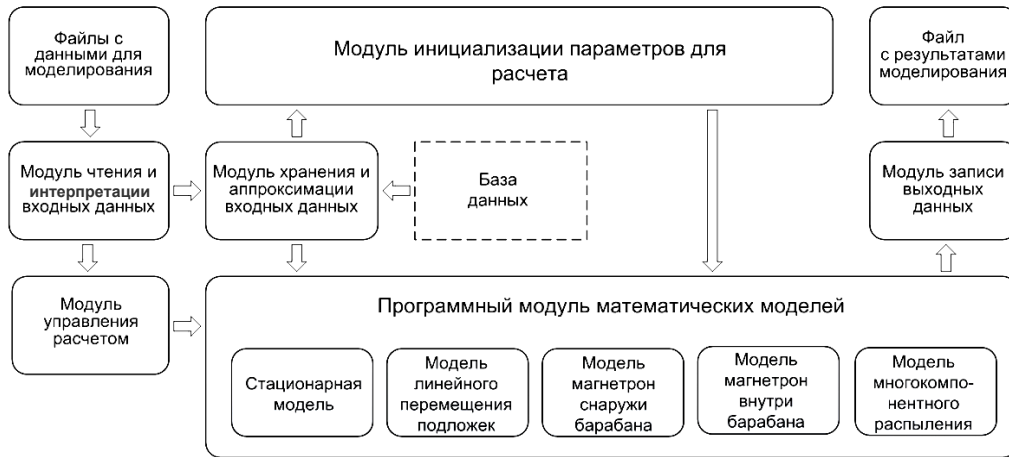


Рис. 3. Структура программного комплекса *Deposition*

Комплекс включает в себя разработанные математические модели следующих вариантов процесса нанесения: для расчета профиля толщины тонкопленочных слоев при магнетронном нанесении на рулонные полимерные материалы при линейном перемещении подложки (рис. 4); при магнетронном нанесении на подложки, расположенные на вращающемся барабанном подложкодержателе (рис. 5) для двух конфигураций процесса: I – магнетрон располагается снаружи вращающегося барабанного подложкодержателя; II – магнетрон располагается внутри вращающегося барабанного подложкодержателя.

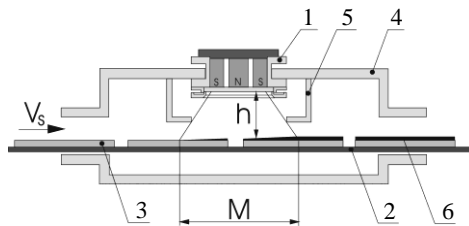


Рис. 4. Схема установки магнетронного нанесения на рулонные материалы и крупноформатные стеклянные подложки конвейерного типа:

- 1 – магнетронная распылительная система; 2 – системы перемещения подложки (пленки); 3 – подложка; 4 – камера; 5 – конструктивные элементы, ограничивающие зону нанесения; 6 – нанесенная пленка

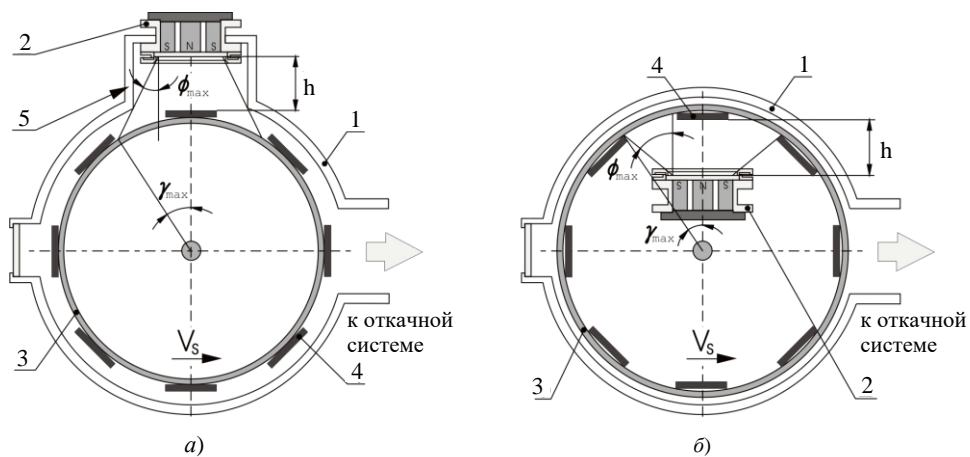


Рис. 5. Конфигурации процесса магнетронного нанесения тонкопленочных слоев на барабанный подложкодержатель:

- а – внешнее расположение магнетрона относительно подложкодержателя (конфигурация I);
- б – магнетрон расположен внутри подложкодержателя (конфигурация II)

Для верификации моделей проведены экспериментальные исследования по нанесению тонкопленочных слоев методом магнетронного распыления. В случае нанесения слоев на внутреннюю поверх-

ность барабанного подложкодержателя применена магнетронная распылительная система протяженного типа МСПР-616 [9; 10]. Для распыления использовалась мишень из Al (чистота 99,996 %) размером 616×100×10 мм. Камера вакуумной установки откачивалась до остаточного давления $2,0 \cdot 10^{-3}$ Па. Предварительно производилась очистка подложек с помощью протяженного ионного источника на основе ускорителя с анодным слоем [9; 10]. После этого производилась очистка поверхности мишени путем ее распыления на заслонку. Рабочий газ Ar подавался в область разряда магнетрона. Расход рабочего газа составлял 65 мл/мин. В процессе очистки мишени параметры процесса были постоянными и составляли: ток разряда $I_t = 5,7$ А; напряжение разряда $U_t = 380$ В; время распыления мишени 5 мин.

Тонкопленочные слои наносились на стеклянные подложки размером 700×50 мм, которые располагались на внутренней поверхности барабанного подложкодержателя $\varnothing 360$ мм. Подложкодержатель перемещался со скоростью 1,5 об/мин на минимальном расстоянии 80 мм от поверхности мишени магнетрона. Поток Ar в камеру $Q_{Ar} = 40$ мл/мин, при этом давление в камере составляло $p = 5,2 \cdot 10^{-2}$ Па. Нанесение слоев осуществлялось при двух различных режимах: мощность разряда МРС поддерживалась постоянной и составляла $P_t = 2,0$ кВт, время нанесения 10 мин. При этом напряжение и ток разряда составляли $U_t = 380$ В, $I_t = 5,7$ А соответственно; мощность разряда МРС поддерживалась постоянной и составляла $P_t = 1,0$ кВт. При этом напряжение $U_t = 320$ В, ток разряда $I_t = 3,1$ А. Время нанесения 12 мин.

Толщина нанесенных слоев определялась с помощью оптического интерферометрического профилометра ПОИ-08.

На рисунке 6 представлены результаты измерения распределения толщины пленок Al, полученных при двух различных режимах нанесения: ток разряда $I_t = 5,7$ А, время нанесения $t = 10$ мин (точки а и б); $I_t = 3,1$ А, $t = 12$ мин (точки в). Для сравнения на том же рисунке представлены результаты моделирования распределения толщины слоя Al, нанесенного методом магнетронного распыления на внутреннюю поверхность барабанного подложкодержателя (кривые з, д). Для расчета использовались следующие исходные данные: материал мишени – Al ($Y_{Al} = 0,35$; $\gamma_{Al} = 0,01$; $A_{Al} = 27$ а. е. м; $\rho_{Al} = 2700$ кг/м³). Минимальный, средний и максимальный радиусы зоны эрозии мишени принимались равными соответственно $R_{min} = 4$ мм, $\bar{R} = 22,5$ мм, $R_{max} = 44$ мм, длина прямолинейного участка зоны распыления $L = 514$ мм. Расстояние мишень – подложка составляло 80 мм.

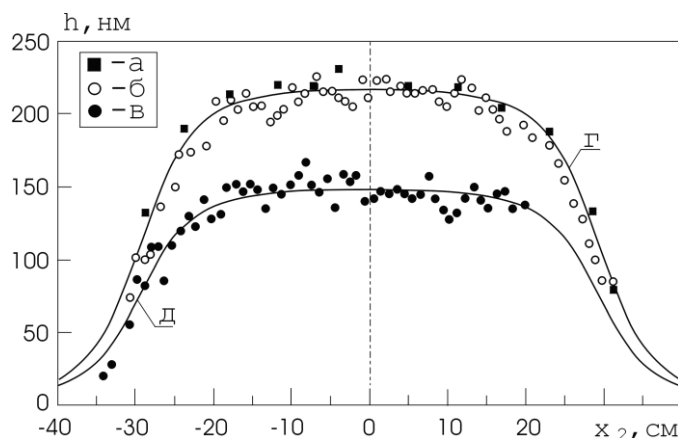


Рис. 6. Профили распределения толщины тонкопленочных слоев, нанесенных методом магнетронного распыления на внутреннюю поверхность барабанного подложкодержателя:
 а, б – измеренные распределения толщины пленки Al ($I_t = 5,7$ А, $t = 10$ мин);
 в – измеренные распределения толщины пленки Al ($I_t = 3,1$ А, $t = 12$ мин);
 з, д – результаты моделирования распределения толщины пленки Al для соответствующих режимов нанесения

Как видно, и для II конфигурации процесса результаты моделирования практически совпадают с полученными экспериментальными профилями. Погрешность модели для данной конфигурации процесса не превышала 10 %. На практике наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных результатов и для других параметров процесса нанесения.

Также проведена верификация моделей для других конфигураций процесса. Получены профили распределения толщины нанесенных слоев при магнетронном нанесении тонкопленочных слоев на ПЭТ-пленку шириной 500 мм при линейном перемещении пленки; слоев Al и W, нанесенных на внешнюю поверхность барабанного подложкодержателя. Анализ результатов моделирования показал, что погрешность расчетов по всем предложенным моделям также не превышает 10,0 %.

Заключение. Для проектирования систем и процессов магнетронного распыления разработаны методы компьютерного моделирования, которые позволяют проводить сквозное моделирование магнетронного нанесения от этапа создания магнитной системы магнетрона до формирования покрытия на поверхности подложки. Методика прогнозирования эрозии мишени основана на определении зоны эффективной ионизации атомов рабочего газа, примерной концентрации заряженных части и допущении, что концентрация актов ионизации в каждой точке объема плазмы пропорциональна отношению величины горизонтальной составляющей индукции магнитного поля к квадрату индукции. Модели расчета распределения толщины тонкопленочных слоев основаны на интегрировании распыленного потока с каждой точки зоны распыления. Анализ результатов моделирования показывает, что погрешность моделей не превышает 10 %. Поскольку модели для формирования покрытия не учитывают эффекты термализации распыленного потока, то они могут использоваться только для моделирования процессов магнетронного нанесения слоев при рабочем давлении в зоне нанесения не более 1,0 Па.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер, Ю.П. Физика газового разряда: учеб. рук. / Ю.П. Райзер. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
2. Рогов, А.В. Исследование магнетронного разряда постоянного тока методом подвижного сеточного зонда / А.В. Рогов, И.Ю. Бурмакинский // Журнал технической физики. – 2004. – Т. 74, № 4. – С. 27 – 30.
3. ELCUT программа моделирования электромагнитных, тепловых и механических задач [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.tor.ru/elcut/>
4. Знаменский, А.Г. Магнетронное напыление при повышенных давлениях: процессы в газовой среде / А.Г. Знаменский, В.А. Марченко // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68, № 7. – С. 24 – 32.
5. Ласка В.Л., Митрофанов А.П., Карманенко С.Ф. // Электронная техника. Сер. Электривакуумные и газоразрядные приборы. – 1985. – Вып. 1, № 106. – С. 101.
6. Meyer, K. Thermalization of sputtered atoms / K. Meyer, I. Schuller, C. Falco // J. Appl. Phys. – 1981. – Vol. 52, № 9. – P. 5803 – 5805.
7. Бешенков, В.Г. Импульсы частиц, эмитированных мишенью при интенсивном облучении низкоэнергетичными ионами / В.Г. Бешенков, А.Б. Григорьев, В.А. Марченко // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72, № 5. – С. 108 – 114.
8. Касинский, Н.К. Формирование заданного распределения толщины тонких пленок вакуумными методами осаждения / Н.К. Касинский, В.С. Томаль, В.Н. Ивахненко // Вакуумная техника и технология. – 2002. – Т. 12, № 4 – С. 197 – 204.
9. Ионно-плазменная система для нанесения многослойных структур методом реактивного ионно-лучевого и магнетронного распыления / Д.А. Голосов [и др.] // Вакуумная техника и технология. – 2010. – Т. 20, № 4. – С. 227 – 234.
10. Установка для нанесения многослойных тонкопленочных покрытий на внутреннюю поверхность крупноформатных цилиндрических объектов ионно-плазменными методами: пат. 2737 Респ. Беларусь, МПК7 С 23С 14/00 / А.П. Достанко, И.В. Свадковский, Д.А. Голосов, С.М. Завадский; заявитель БГУИР. – № u 20050503; заявл. 17.08.05; опубли. 15.02.06. // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2006. – 6 с.

Поступила 27.02.2013

END-TO-END MODELLING OF THE PROCESSES OF APPLICATION OF COATINGS AT MAGNETRON DISPENSING

D. GOLOSOV, S. ZAVADSKY, S. MELNIKOV

Methods of modeling of processes of magnetron dispensing are presented. Two stages of modeling process are shown: calculation of the profile of target erosion; formation of the profile of thickness of thin-film layers for various forms of dispensing areas and systems of base displacement (immobile bases and magnetron; linear displacement of bases; application with drum rotatory substrate holders when magnetron is situated inside or outside a drum). The analysis of the results of modeling indicate, that model errors don't exceed 10 %. Models for coating formation can be used only for modeling of the processes of magnetron dispensing at working pressure in the application area not more than 1,0 Pa, for the effects of thermalization of dispensed stream are not taken into account.

УДК 548.24

ДИСЛОКАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ НЕТОНКОЙ ГРАНИЦЫ ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКИ

канд. физ.-мат. наук **О.М. ОСТРИКОВ**

(Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого)

Развита теория границ остаточных двойников, а также границ раздела аустенит – мартенсит в материалах с памятью формы. Рассмотрены физические процессы, сопутствующие процессу роста двойниковых прослоек. Движение двойниковых границ рассмотрено на различных масштабных уровнях, использующих дискретное и непрерывное описание распределения двойникоующих дислокаций на движущейся двойниковой границе. Представлен энергетический анализ смещения двойниковых границ в призматических и цилиндрических образцах. Получены соотношения для расчета напряжений, смещений и деформаций у границы остаточной двойниковой прослойки. Выведено условие равновесия квазистатически движущейся двойниковой границы, позволяющее учитывать её форму.

Введение. В настоящее время интерес к двойникованию возрос в связи с тем, что оно является родственным явлением для бездиффузионных фазовых превращений в материалах с памятью формы, находящихся все более широкое практическое применение [1 – 3]. В области исследования двойникования и бездиффузионных фазовых превращений накоплен обширный экспериментальный материал, который дает исчерпывающее представление о физической сущности этих явлений. Однако теоретическое описание и математическое моделирование данных процессов еще требует развития. Основы теории двойникования были заложены в работах [4 – 6]. Развитие эта теория получила в работах [7 – 9] в направлении избавления от главного ее недостатка – приближения тонкого двойника, который ограничивал применимость теории к более широкому классу двойников, у которых ширина отличается от длины не более чем на один-два порядка, а не свыше трех порядков, как этого требует теория тонких двойников. Отсутствие необходимости использования приближения тонкого двойника привело к возможности моделирования явлений, протекающих внутри двойника. В частности, в работах [7 – 9] проведен расчет напряжений внутри клиновидного двойника, играющих важную роль в процессах массопереноса [10] и процессах междислокационного взаимодействия внутри двойника.

Открытие механических нанодвойников, у которых длина приблизительно равна ширине [11], а в отдельных случаях может быть и меньше ширины, потребовало развития теории двойникования другого масштабного уровня, когда неприменимо приближение непрерывного распределения двойникоующих дислокаций на двойниковых границах. В такой теории используются модели с дискретным распределением двойникоующих дислокаций [12; 13]. В работе [8] данные модели названы мезоскопическими, так как они занимают промежуточное положение между макроскопическими и атомными моделями двойникования. Ранее модели мезоскопического типа уже использовались, в частности в работе [14], но не для случая нанодвойникования.

В работе [15] модель тонкого двойника была применена к стадии остаточной двойниковой прослойки. До этой работы обсуждалось использование дислокационной модели только для упругой стадии двойникования или для остаточного двойника клиновидной формы [6]. В [15] рассматривалась одна из границ остаточной двойниковой прослойки с плоскопараллельными границами. Это завершающая стадия развития двойника, когда зародившиеся у одной поверхности двойникоующие дислокации выходят на противоположную поверхность кристалла. При этом формируется прослойка двойниковой ориентации, которая при снятии нагрузки может существовать в кристалле бесконечно долго. Под действием вновь приложенной нагрузки плоскопараллельные границы такой прослойки начинают смещаться по определенному закону, зависящему от структуры материала и способа его предварительной обработки. В настоящее время эта стадия двойникования представляет особый интерес, так как, например, в магнитных монокристаллах с памятью формы (сплавах Гейслера) именно эта стадия и определяет уникальное механическое поведение этих материалов, связанное с изменением их линейных размеров под действием внешней механической нагрузки или магнитного поля [1 – 3].

Целью данной работы стало развитие дислокационного описания движения границ остаточной двойниковой прослойки с позиций моделей нетонкого двойника.

Исходное состояние когерентной двойниковой границы. Под исходным состоянием когерентных двойниковых границ будем подразумевать статические плоскопараллельные границы остаточной двойниковой прослойки. Процессы, протекающие у границ на этой стадии, во многом определяют величину внешних напряжений, необходимых для начала роста двойниковой прослойки. Изучение этих процессов имеет важное значение с практической точки зрения. Так, например, в случае магнитных материалов с

памятью формы (сплавов Гейслера) подвижность двойниковых границ раздела аустенит – мартенсит определяет величину магнитного поля, необходимого для их смещения. Для улучшения характеристик узлов технических систем, использующих данные сплавы, интересно уменьшение величины магнитного поля, обеспечивающего необходимое перемещение границ, что может быть достигнуто увеличением подвижности двойниковых границ за счет изменения характера протекающих у них процессов.

На рисунке 1, а схематически изображена остаточная двойниковая прослойка с плоскопараллельными границами A_1A_2 и B_1B_2 . Пусть нагрузка P снята, и все двойникоующие дислокации вышли на поверхность. Тогда границы A_1A_2 и B_1B_2 в кристалле с идеальной структурой будут когерентными. Согласно [16], такая когерентная граница представляет собой плоский одноатомный дефект упаковки. Материнский материал на рисунке 1, а обозначен I, сдвойникованный материал – II. Такие же обозначения будем использовать и в математических формулах для обозначения принадлежности параметра или величины материнскому кристаллу или двойниковой прослойке.

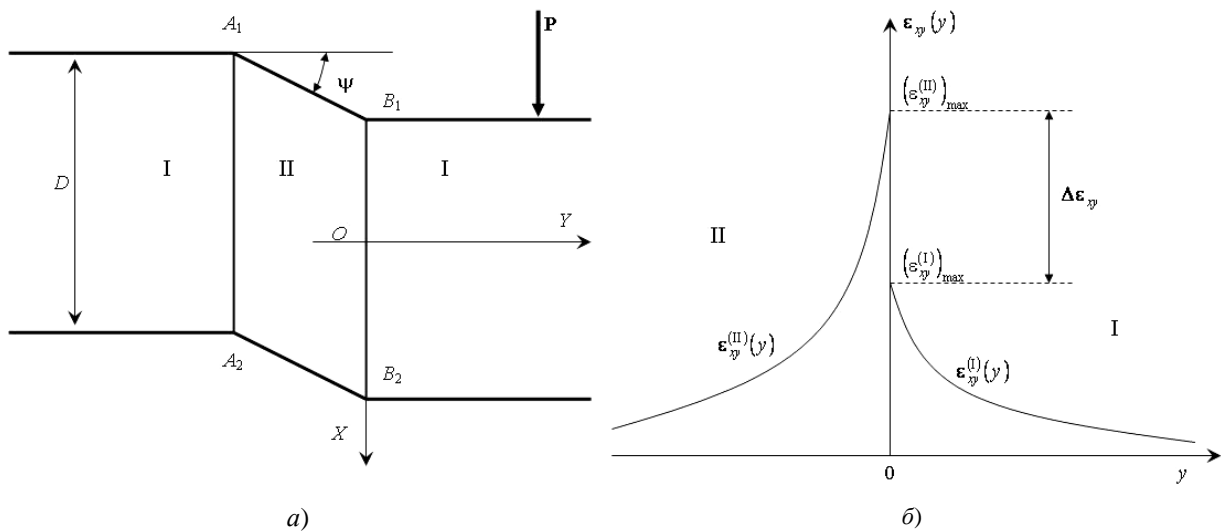


Рис. 1. Схематическое изображение остаточной двойниковой прослойки (а) с границами A_1A_2 и B_1B_2 и распределения сдвиговых деформаций у одной из двойниковых границ (б)

Наличие в сплошной среде границы раздела приводит к появлению на ней скачка деформаций $\Delta\epsilon_{ij}$ (i и j принимают значения x , y или z), несмотря даже на то, что по обе стороны границы материал имеет одинаковую структуру и химический состав. В этом случае скачок деформаций связан с анизотропией модулей упругости и изменением ориентировки выделенных кристаллографических направлений в результате поворота кристаллической решетки в процессе двойникования [4]. На рисунке 1, б точка $x=0$ находится на когерентной двойниковой границе. Тогда при

$$\Delta\epsilon_{xy} = (\epsilon_{xy}^{(II)})_{\max} > (\epsilon_{xy}^{(I)})_{\max} \quad (1)$$

скачок сдвиговых деформаций $\Delta\epsilon_{xy}$ на рассматриваемой границе может быть определен по формуле

$$\Delta\epsilon_{xy} = (\epsilon_{xy}^{(II)})_{\max} - (\epsilon_{xy}^{(I)})_{\max}, \quad (2)$$

где $(\epsilon_{xy}^{(I)})_{\max}$ и $(\epsilon_{xy}^{(II)})_{\max}$ – сдвиговые деформации на двойниковой границе со стороны материнского кристалла и со стороны сдвойникового объема соответственно (см. рис. 1, б).

Известно [16], что сдвиговые деформации связаны со сдвиговыми напряжениями с помощью соотношений типа

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^{(I)} &= 2\mu\epsilon_{xy}^{(I)}, \\ \sigma_{xy}^{(II)} &= 2\mu\epsilon_{xy}^{(II)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где μ – модуль сдвига, который в нашем случае носит эффективный характер, чтобы избежать громоздких соотношений, приведенных в [4]. При этом погрешности, возникающие из-за использования приближения изотропной среды, будем учитывать в численных значениях величин $(\epsilon_{xy}^{(I)})_{\max}$ и $(\epsilon_{xy}^{(II)})_{\max}$.

Очевидно, что напряжения у двойниковой границы, вызванные скачком деформаций $\Delta\varepsilon_{xy}$, при удалении от границы будут монотонно убывающими (см. рис. 1, б). Это позволяет принять следующий закон убывания напряжений:

$$\begin{aligned} \sigma_{xy}^{(I)} y &= 2\mu\varepsilon_{xy}^{(I)} y = \frac{2\mu(\varepsilon_{xy}^{(I)})_{max}}{y+1} \frac{1}{\lambda}, \\ \sigma_{xy}^{(II)} y &= 2\mu\varepsilon_{xy}^{(II)} y = \frac{2\mu(\varepsilon_{xy}^{(II)})_{max}}{y+1} \frac{1}{\lambda}, \end{aligned} \quad (4)$$

где λ – феноменологический параметр.

Закон (4) позволяет не прибегать к громоздким математическим выкладкам, которые были использованы в [4]. При этом результат (4) соответствует результатам, приведенным в [4]. Более того, в (4) с помощью величин $(\varepsilon_{xy}^{(I)})_{max}$ и $(\varepsilon_{xy}^{(II)})_{max}$ учтены и дополнительные силы поверхностного натяжения, которые в [15] оценены по формуле $\sigma \approx \alpha/r$, где α – поверхностная энергия, а r – параметр, имеющий значение 10^{-7} см.

После остановки двойниковых границ в начальный момент времени на них происходит тепловыделение за счет перехода кинетической энергии во внутреннюю энергию. Это приводит к появлению на двойниковой границе локального термического пика, который в свою очередь в результате термического расширения кристалла приводит к появлению термических напряжений. В металлах из-за их высокой теплопроводности данный термический пик существует доли секунды. Поэтому релаксация термических напряжений происходит очень быстро, но их роль высока в процессе взаимодействия двойниковых границ с дефектами кристаллической решетки на начальном этапе формирования равновесной формы остаточной двойниковой прослойки, когда состояние двойниковой границы нестабильно.

Распределение термических напряжений у границы находится по формуле [17]:

$$\sigma_{ij}^T = -K\alpha_T (T - T_0) \delta_{ij} + K\varepsilon_{ii} \delta_{ij} + 2\mu \left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \varepsilon_{ii} \right), \quad (5)$$

где α_T – коэффициент теплового расширения; T_0 – начальная температура кристалла; K – модуль всестороннего сжатия; T – температура кристалла, обусловленная остановкой двойниковой границы. Распределение этой температуры в плоском приближении может быть найдено с помощью криволинейного интеграла

$$T = \int_{L_{AB}} T_p ds, \quad (6)$$

который сводится к определенному интегралу

$$T(x, y, t) = \int_0^D \sqrt{1 + (f(\xi))^2} T_p(x, y, \xi, t) d\xi, \quad (7)$$

где [18]

$$T_p(x, y, \xi, t) = \frac{T_{max}}{4\pi a_T t} \exp\left(-\frac{(x-\xi)^2 + (y-f(\xi))^2}{4a_T t}\right). \quad (8)$$

В (6) – (8) приняты следующие обозначения: L_{AB} – траектория, определяющая форму проекции двойниковой границы на плоскости XOY (см. рис. 1, а); T_p – температура точечного источника тепловыделения, находящегося на двойниковой границе; ds – линейный элемент проекции двойниковой границы; D – ширина образца; $f(\xi)$ – функция, описывающая форму двойниковой границы; ξ – параметр интегрирования; T_{max} – максимальная температура в термическом пике; a_T – коэффициент температуропроводности; t – время.

В общем случае форма двойниковой границы является функцией от времени, но при стационарном установившемся движении в связанной с границей системе координат эта форма в бездефектном кристалле практически не изменяется.

Наличие скачка $\Delta\varepsilon_{ii}$ нормальных деформаций на двойниковой границе приводит к активации процессов массопереноса, в ходе которых происходит перераспределение примесных атомов в зависимо-

сти от соотношения их радиусов и радиуса атомов матрицы. Концентрация примесных атомов возле двойниковой границы может быть рассчитана по формуле [19]

$$C(x, y) = C_0 \exp\left(-\frac{U(x, y)}{kT}\right), \quad (9)$$

где C_0 – концентрация примесей вдали от внутренних источников напряжений; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; U – энергия взаимодействия примесей с клиновидным двойником, которая находится по формуле [19]:

$$U(x, y) = -\frac{4}{3}\pi r^3 \varepsilon (\sigma_{xx}(x, y)) + (\sigma_{yy}(x, y) + \sigma_{zz}(x, y)), \quad (10)$$

где r – радиус атома матрицы; $\varepsilon = (r_0 - r)/r$ – малый параметр (r_0 – радиус атома легирующего компонента); σ_{xx} , σ_{yy} и σ_{zz} – нормальные компоненты тензора напряжений, вызванных скачком нормальных деформаций на двойниковой границе.

Аналогично рассчитывается и распределение вакансий у двойниковой границы.

Наличие нормальных и сдвиговых напряжений, обусловленных двойниковой границей, изменяет и характер взаимодействия полных дислокаций, находящихся по обе стороны от границы. Дислокации одного знака притягиваются к границе двойника, а другого – отталкиваются от нее. В ходе этого процесса благоприятна аннигиляция дислокаций разного знака.

Распределение полных дислокаций у двойниковой границы может быть задано тензором плотности дислокаций, который, согласно [20; 21], определяется по формуле

$$\alpha_{ij} = \sum_q \tau_i^q b_j^q f^q, \quad (11)$$

где τ^q – единичный вектор, направленный по касательной к дислокационной линии; b^q – вектор Бюргера; f^q – функция распределения дислокаций; q обозначает систему скольжения, к которой принадлежит дислокация.

Учитывая, что плотность полных дислокаций связана с функцией их распределения формулой $\rho_d = \sum_q f^q$, из (11) следует [20; 21]

$$\rho_d = \sum_{ijq} (\tau_i^q b_j^q)^{-1} \alpha_{ij}. \quad (12)$$

Согласно данным работы [22], тензор плотности дислокаций связан с тензором пластической дисторсии β_{pj} соотношением

$$\alpha_{ij} = \varepsilon_{isp} \frac{\partial \beta_{pj}}{\partial x_s}. \quad (13)$$

С другой стороны, тензор пластической деформации связан с тензором пластической дисторсии по формуле [22]

$$\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{2}(\beta_{ij} + \beta_{ji}). \quad (14)$$

Тогда из (12) – (14) следует, что плотность полных дислокаций выше там, где больше величины пластической деформации. Известно [23], что пластическая деформация в двойникующихся материалах локализуется у двойниковых границ. Поэтому плотность полных дислокаций у границы двойника может быть описана экстремальной функцией с максимумом на границе раздела двойник – материнский кристалл или на границе раздела аустенит – мартенсит в материале с памятью формы.

В качестве примера такой функции можно привести

$$\rho_d(x, y) = \rho_0 A \int_0^D \sqrt{1 + f'(\xi)^2} \exp\left(-\frac{(x-\xi)^2 + (y-f(\xi))^2}{B}\right) d\xi, \quad (15)$$

где ρ_0 – максимальная плотность дислокаций; A и B – феноменологические коэффициенты.

Таким образом, статическая граница двойниковой прослойки способствует увеличению у нее концентрации точечных и плотности линейных дефектов. Это приводит к уменьшению подвижности двой-

никовых границ. Рассматриваемый эффект зависит от времени нахождения двойниковой прослойки в неподвижном состоянии, так как миграция точечных и линейных дефектов в поле напряжений двойниковой границы является инертным процессом. С течением времени концентрация данных дефектов у границы растет, при этом растет и величина внешних напряжений, необходимых для смещения двойниковой границы из статического состояния.

Предел текучести двойниковых границ и дискретное дислокационное описание их движения. Понятие предела текучести двойниковых границ впервые было дано в работе [24]. При этом под пределом текучести σ_{ij}^m понимались сдвиговые напряжения, необходимые для смещения границ двойника на 1 мкм. Этим напряжениям соответствуют нормальные напряжения σ_{ii}^m , связанные со сдвиговыми напряжениями ориентационным фактором Шмида m_s следующим образом [25]:

$$\sigma_{ij}^m = m_s \sigma_{ii}^m. \quad (16)$$

Если принять за σ_{ij}^a сдвиговые напряжения, необходимые для смещения двойниковой прослойки на одно межатомное расстояние a в направлении, перпендикулярном двойниковой границе, можно записать

$$\sigma_{ij}^m = \kappa \sigma_{ij}^a, \quad i \neq j. \quad (17)$$

В данном соотношении для одной из двух границ двойниковой прослойки справедливо

$$\kappa = \frac{10^{-6} m}{2a}. \quad (18)$$

Величина σ_{ij}^a имеет важное значение для математического описания начальных стадий смещения границ остаточной двойниковой прослойки. Эта величина связана с нормальными напряжениями σ_{ii}^a , приложенными к образцу и приведшими к смещению границы на одно межатомное расстояние, соотношением $\sigma_{ij}^a = m_s \sigma_{ii}^a$.

Генерация первой петли двойнивающей дислокации у статической когерентной границы тесно связана с установившимися у нее описанными выше условиями. Наличие напряжений у границы раздела приводит к их локализации на неоднородностях, которые могут сформироваться с течением времени в результате диффузионных процессов, приведших к избыточной концентрации примесных атомов или вакансий, а также повышенной плотности полных дислокаций, обусловленных скачком деформаций на двойниковой границе. Как известно [21], локализация напряжений является необходимым условием для начала процесса генерации двойнивающих дислокаций.

Для начала генерации первой петли двойнивающей дислокации необходимы критические напряжения равные [16]

$$(\sigma_{ij}^a)_{max} = \frac{\alpha \mu b}{l}, \quad (19)$$

где α – безразмерный коэффициент ($0,5 < \alpha < 1,5$); b – модуль вектора Бюргера частичной двойнивающей дислокации; l – длина источника двойнивающей дислокации.

Как видно из формулы (19), определяющее значение в процессе генерации двойнивающих дислокаций имеет размер их источников. На этот параметр существенное влияние оказывают диффузионные и дислокационные процессы, протекающие у двойниковой границы. Миграция примесей, вакансий и полных дислокаций к статической двойниковой границе приводит к уменьшению l , а следовательно, и к увеличению $(\sigma_{ij}^a)_{max}$ и σ_{ij}^m . Так как указанные процессы инертны, то с увеличением времени выдержки кристалла со статической двойниковой прослойкой без нагрузки следует ожидать увеличение σ_{ij}^m .

Пусть под действием нагрузки \mathbf{P} в момент времени t_0 (рис. 2) на расстоянии a от статической когерентной границы в направлении оси OX (см. рис. 1, a) в несдвойникованной области зародилась двойнивающая дислокация, которая движется со скоростью \bar{v}_1 вдоль двойниковой границы в направлении оси OY (рис. 3, a). Через промежуток времени, равный $\Delta t_1 = D/v_1$ (рис. 2, a), дислокация выйдет на противоположную поверхность. Это приведет к полному смещению когерентной границы двойника на одно межатомное расстояние со скоростью $V_n = a/\Delta t_1$ (рис. 3, a). Зарождение новой двойнивающей дислокации произойдет через время Δt_1^{exp} . Данный цикл может повторяться N раз. При этом двойниковая граница сместится на расстояние Na .

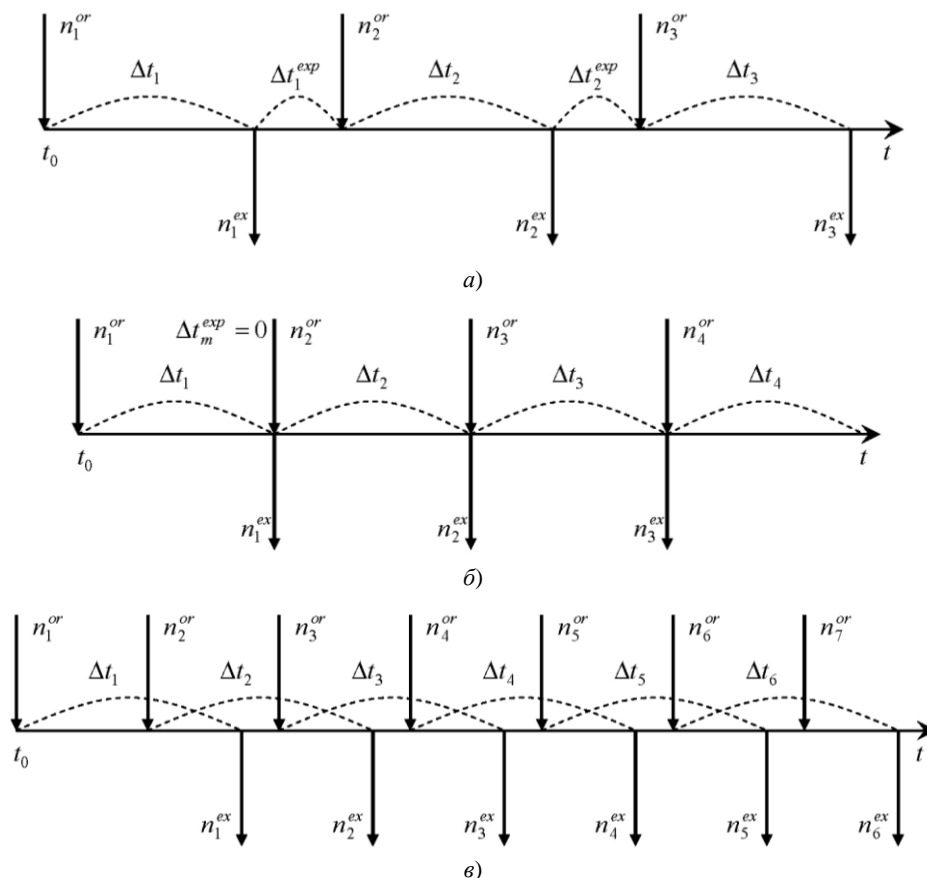


Рис. 2. Временные интервалы процессов генерирования и выхода на поверхность двойнивающих дислокаций, обеспечивающих движение двойниковой границы:

$a - \Delta t_i^{exp} \neq 0$; $b - \Delta t_i^{exp} = 0$; $v -$ за время выхода двойнивающей дислокации на поверхность на противоположной поверхности генерируется новая двойнивающая дислокация

Аналогично протекает процесс обратного смещения двойниковой границы в сторону сдвойниванного объема. Однако при этом двойнивающие дислокации зарождаются у границы в сдвойниванном объеме.

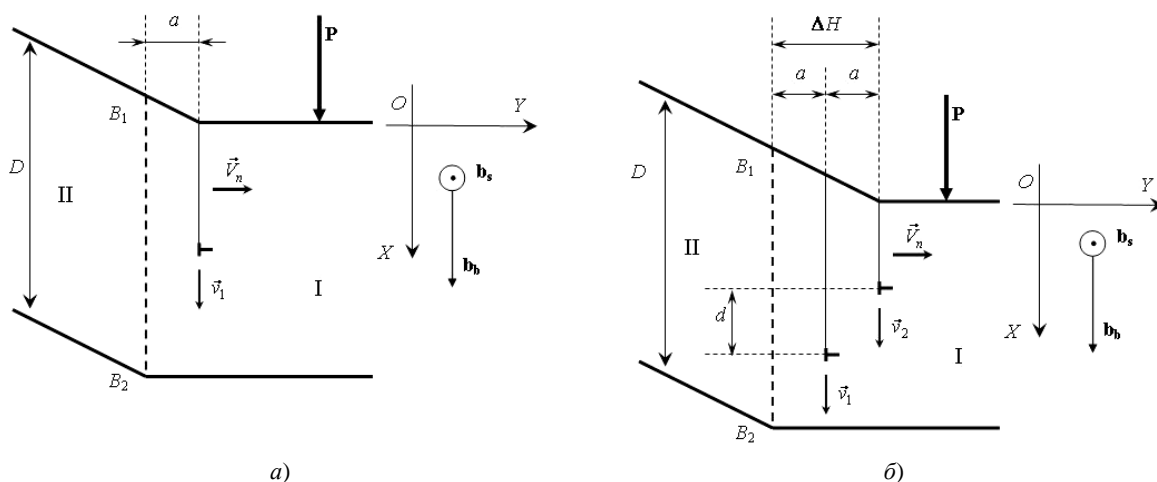


Рис. 3. Схематическое представление в плоскости, перпендикулярной плоскости двойнивания, процесса смещения двойниковой границы путем дискретного зарождения у деформируемой поверхности и движения к противоположной поверхности двойнивающих дислокаций:

$a -$ движение единичной двойнивающей дислокации и незавершенное смещение двойниковой границы на одно межатомное расстояние a ;
 $b -$ зарождение и движение второй двойнивающей дислокации до выхода на противоположную поверхность первой дислокации и незавершенное смещение двойниковой границы на два межатомных расстояния

Следует отметить, что на рисунке 2 на оси времени обозначениями n_m^{or} и n_m^{ex} (m – целое число) отмечены соответственно моменты времени зарождения и выхода на противоположную поверхность двойникоующих дислокаций в процессе движения слабнекогерентной двойниковой границы.

Ситуация, когда $\Delta t_m^{exp} = 0$, показана на рисунке 3, б. За время Δt_m (до выхода на противоположную поверхность сгенерированной двойникоующей дислокации) возможна генерация новой дислокации. Этот случай представлен на рисунке 2, б и рисунке 3, б. В результате при движении такая слабнекогерентная двойниковая граница будет состоять из двух двойникоующих дислокаций. С увеличением количества двойникоующих дислокаций, генерируемых за время Δt_m , растет степень некогерентности двойниковой границы. При высокой плотности двойникоующих дислокаций на двойниковой границе целесообразен переход от дискретного к непрерывному дислокационному описанию ее движения.

Степень некогерентности η движущейся единичной границы двойниковой прослойки может быть определена по формуле

$$\eta = \frac{aN}{D} = \frac{\Delta H}{D}, \quad (20)$$

где N – число двойникоующих дислокаций в движущейся двойниковой границе; ΔH – максимальное отклонение некогерентной границы от когерентной формы (см. рис. 3, б).

Увеличение степени некогерентности двойниковой границы приводит к росту создаваемых ею напряжений. При квазистатическом движении ($V_n \rightarrow 0$) такой границы, используя приближение дискретного дислокационного описания, пренебрегая поверхностными эффектами, с использованием методов, рассмотренных в [8], указанные напряжения, обусловленные только двойникоующими дислокациями, могут быть рассчитаны по формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(x, y) &= -\frac{\mu b_b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(y-na)[3(x-D+nd)^2 + (y-na)^2]}{[(x-D+nd)^2 + (y-na)^2]^2}, \\ \sigma_{yy}(x, y) &= \frac{\mu b_b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(y-na)[(x-D+nd)^2 - (y-na)^2]}{[(x-D+nd)^2 + (y-na)^2]^2}, \\ \sigma_{zz}(x, y) &= -\frac{\mu b_b \nu}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{y-na}{(x-D+nd)^2 + (y-na)^2}, \\ \sigma_{xy}(x, y) &= \frac{\mu b_b}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{(x-D+nd)[(x-D+nd)^2 - (y-na)^2]}{[(x-D+nd)^2 + (y-na)^2]^2}, \\ \sigma_{xz}(x, y) &= -\frac{\mu b_s}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{y-na}{(x-D+nd)^2 + (y-na)^2}, \\ \sigma_{yz}(x, y) &= \frac{\mu b_s}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \frac{x-D+nd}{(x-D+nd)^2 + (y-na)^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

где b_b и b_s – соответственно краевая и винтовая составляющие двойникоующей дислокации; ν – коэффициент Пуассона; n – индекс суммирования; d – проекция на ось OX (см. рис. 3, б) расстояния между двойникоующими дислокациями, находящимися в соседних плоскостях.

Аналогично смещения u_i и деформации ε_{ij} в этом случае рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} u_x(x, y) &= \frac{b_b}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \left(\arctg \frac{y-na}{x-D+nd} + \frac{(x-D+nd) \cdot (y-na)}{2(1-\nu)((x-D+nd)^2 + (y-na)^2)} \right), \\ u_y(x, y) &= -\frac{b_b}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \left(\frac{1-2\nu}{2\pi} \ln((x-D+nd)^2 + (y-na)^2) + \frac{(x-D+nd)^2 - (y-na)^2}{4(1-\nu)((x-D+nd)^2 + (y-na)^2)} \right), \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} u_z(x, y) &= \frac{b_s}{2\pi} \sum_{n=0}^{N-1} \arctg \frac{y-na}{x-D+nd}; \\ \varepsilon_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Учет роли поверхности приводит к более громоздким выражениям. При этом методика получения соотношений для расчета полей напряжений, смещений и деформаций аналогична той, с помощью которой были получены формулы (21) – (23).

Для расчета собственной упругой энергии единичной двойнивающей дислокации, зародившейся у когерентной двойниковой границы и развивающейся вдоль нее в соседней плоскости двойникования, необходимо рассмотрение случаев, представленных на рисунке 4. Для этого удобно использовать ограничения, связанные с формой образцов, в которых происходит процесс двойникования. Рассмотрим наиболее часто встречающиеся на практике варианты призматических и цилиндрических образцов. Такая форма образцов наиболее часто используется в экспериментах по изучению влияния нагрузок на поведение двойниковых прослоек или мартенситной фазы с подвижными границами [1 – 3; 21; 24].

В случае призматического образца (рис. 4, а, б, в) возможны три варианта зарождения и развития двойнивающей дислокации у когерентной двойниковой границы: зарождение двойнивающей дислокации у ребра (рис. 4, а), у грани (рис. 4, б) и вдали от ребер и граней (рис. 4, в) призматического образца. В цилиндрических образцах двойнивающие дислокации у когерентной двойниковой границы зарождаются либо у поверхности (рис. 4, з), либо вдали от нее (рис. 4, д).

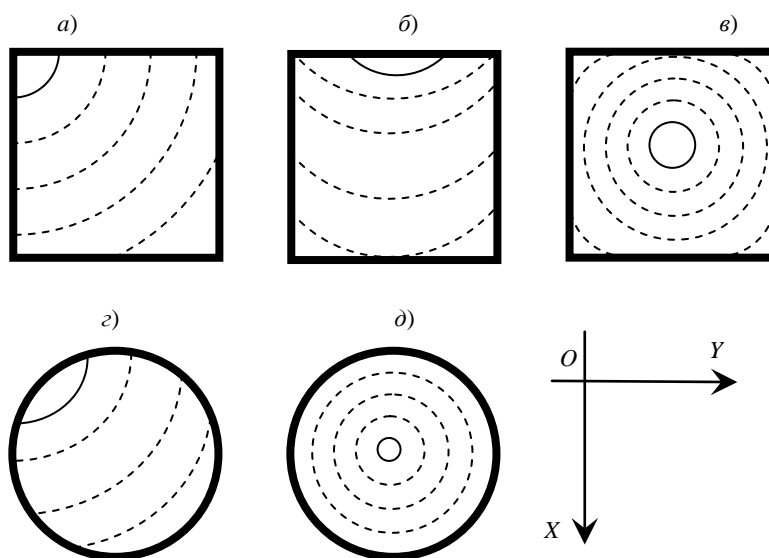


Рис. 4. Варианты зарождения и развития двойнивающей дислокации у когерентной двойниковой границы в плоскости, отстоящей от двойниковой границы на одно межатомное расстояние:

- а – двойнивающая дислокация зародилась у ребра призматического образца;
- б – двойнивающая дислокация зародилась у грани призматического образца;
- в – двойнивающая дислокация зародилась вдали от граней и ребер призматического образца;
- з – двойнивающая дислокация зародилась у поверхности цилиндрического образца;
- д – двойнивающая дислокация зародилась в цилиндрическом образце вдали от поверхности

В общем случае собственная энергия W_c двойнивающей дислокации определяется по формуле [16]:

$$W_c = \frac{\mu}{4\pi} \left[(\vec{b} \cdot \vec{\zeta})^2 + \frac{(\vec{b} \times \vec{\zeta})^2}{1-\nu} \right] L \ln \frac{L}{e\omega}, \quad (24)$$

где $\vec{\zeta}$ – единичный вектор, направленный вдоль линии двойнивающей дислокации; L – длина двойнивающей дислокации; $\omega = b/2\chi$ (здесь $\chi \approx 4$).

Из (24) следует, что [16]

$$W_c = \frac{\mu b^2}{4\pi} \left[\cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \varphi}{1-\nu} \right] L \ln \frac{L}{e\omega}, \quad (25)$$

где φ – угол между вектором Бюргерса и линией двойнивающей дислокации.

Тогда, учитывая, что

$$b = \sqrt{b_b^2 + b_s^2}, \quad \cos \varphi = \frac{b_s}{\sqrt{b_b^2 + b_s^2}}, \quad \sin \varphi = \frac{b_b}{\sqrt{b_b^2 + b_s^2}}, \quad (26)$$

из (25) получим

$$W_c = \frac{\mu}{4\pi} \left[b_s^2 + \frac{b_b^2}{1-\nu} \right] L \ln \frac{L}{e\omega}. \quad (27)$$

Таким образом, видно, что W_c увеличивается с ростом L . Характер изменения L в процессе перемещения когерентной двойниковой границы существенно зависит от формы образца. Петля двойнивающей дислокации, находящейся у когерентной двойниковой границы, имеет длину $L = 2\pi R$ (здесь R – радиус окружности, образованной двойнивающей дислокацией). В общем случае длина полупетли двойнивающей дислокации равна $L = \beta R$ (β – центральный угол).

Если в призматическом образце двойнивающая дислокация зародилась у ребра призмы (рис. 4, а), имеющей квадратное сечение с длиной стороны D , то на начальном этапе роста дислокационной полупетли (рис. 5, а) ее длина может быть определена по формуле $L = \pi R/2$. Когда движущиеся по граням призмы концы полупетли достигают других ребер этих же граней, то длина двойнивающей дислокации равна $L = \pi D/2$. В данном случае это наибольшая длина двойнивающей дислокации. В этом состоянии дислокация имеет максимальную энергию, равную

$$W_{c \max} = \frac{\mu}{8} \left[b_s^2 + \frac{b_b^2}{1-\nu} \right] D \ln \frac{\pi D}{2e\omega}. \quad (28)$$

Далее концы полупетли переходят на другие грани призмы и угол β начинает уменьшаться ($\beta \rightarrow 0$), приводя к уменьшению собственной энергии двойнивающей дислокации по закону

$$W_c \beta \rightarrow 0 = \frac{\mu}{4\pi} \left[b_s^2 + \frac{b_b^2}{1-\nu} \right] \beta R \ln \frac{\beta R}{e\omega} \rightarrow 0. \quad (29)$$

Исчезновение двойнивающей дислокации происходит у ребра призмы, противоположного тому ребру, у которого дислокация зародилась. При этом происходит полное смещение когерентной двойниковой границы на одно межатомное расстояние.

Схожая картина наблюдается и тогда, когда сечением призмы является не квадрат, а прямоугольник. Отличие заключается в отсутствие одновременного перехода концов дислокационной полупетли на грани призмы, расположенных под углом к граням, по которым первоначально двигались концы дислокации.

При зарождении двойнивающей дислокации у грани призматического образца (см. рис. 4, б и рис. 5, б) на начальном этапе увеличения длины дислокационной полупетли наблюдается рост ее собственной энергии по закону (27) за счет увеличения параметра R . Когда концы дислокационной полупетли переходят на другие грани, ее длина становится равной $L = \pi R = \pi D/2$, а энергия принимает максимальное значение, определяемое по формуле (28). Это значение энергии сохраняется приблизительно постоянным до тех пор, пока дислокационная полупетля не достигнет грани призмы, противоположной той грани, у которой дислокация зародилась. Далее собственная энергия дислокации начинает уменьшаться за счет того, что последняя разделяется на две полупетли, длина которых уменьшается. Концы этих двух полупетель, двигаясь по расположенным под углом друг к другу граням призмы, устремляются к ее ребрам, где и завершается процесс выхода дислокации на поверхность. При этом двойниковая граница полностью смещается на одно межатомное расстояние.

При зарождении двойнивающей дислокации у когерентной двойниковой границы, но вдали от поверхности кристалла, формируется дислокационная петля с увеличивающимся с течением времени радиусом (см. рис. 4, в). Собственная энергия такой петли может быть рассчитана по формуле

$$W_c = \frac{\mu}{2} \left[b_s^2 + \frac{b_b^2}{1-\nu} \right] R \ln \frac{2\pi R}{e\omega}. \quad (30)$$

В случае образования петли у точки пересечения диагоналей квадратного сечения призматического образца максимальное значение эта энергия принимает при $R = D/2$.

Далее процесс связан с уменьшением W_c из-за разрывов дислокационной петли на поверхностях образца (рис. 4, в). Пример движения концов образовавшихся при этом дислокационных полупетель по граням призматического образца показан на рисунке 5, в.

Процессы образования и развития двойникоующих дислокаций у когерентной двойниковой границы в цилиндрических образцах (см. рис. 4, *з* и *д*) аналогичны случаям, имеющим место в призматических образцах и показанным на рисунке 4, *б* и *в*, а также на рисунке 5, *б* и *в*.

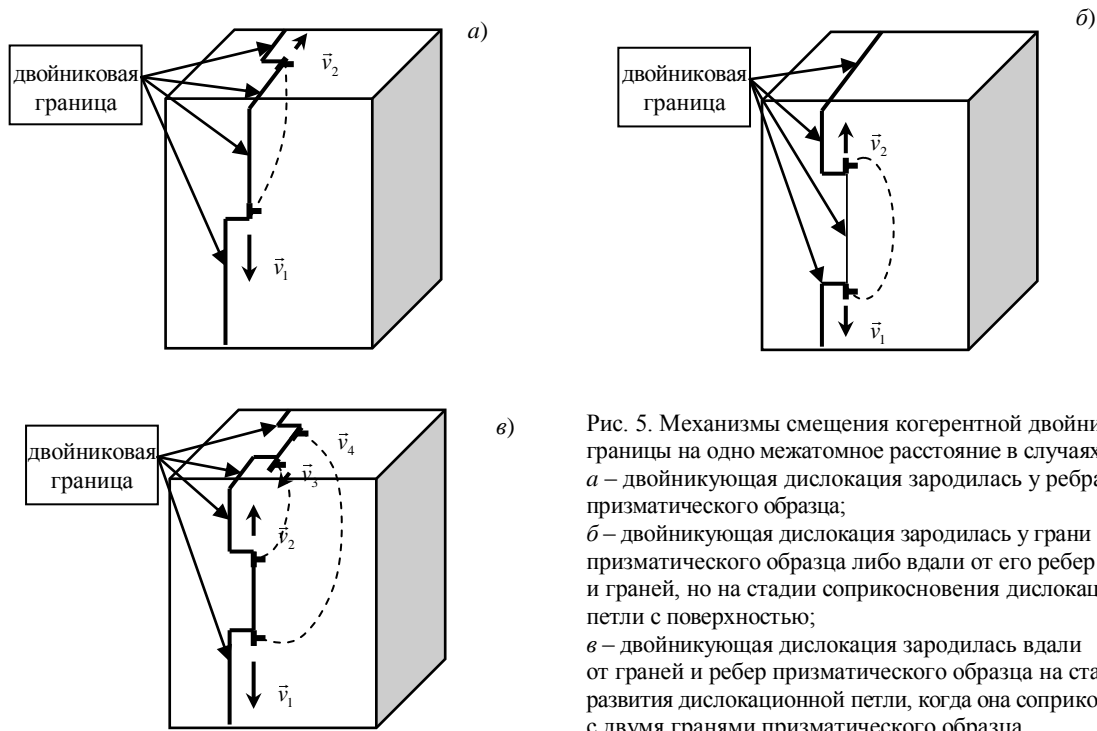


Рис. 5. Механизмы смещения когерентной двойниковой границы на одно межатомное расстояние в случаях: *а* – двойникоующая дислокация зародилась у ребра призматического образца; *б* – двойникоующая дислокация зародилась у грани призматического образца либо вдали от его ребер и граней, но на стадии соприкосновения дислокационной петли с поверхностью; *в* – двойникоующая дислокация зародилась вдали от граней и ребер призматического образца на стадии развития дислокационной петли, когда она соприкоснулась с двумя гранями призматического образца

Макроскопическое непрерывное дислокационное описание движения границы двойниковой прослойки. При малой подвижности или большой скорости генерации двойникоующих дислокаций, когда за время выхода на противоположную поверхность одной двойникоующей дислокации в соседних плоскостях генерируется достаточно большое количество двойникоующих дислокаций, чтобы их распределение вдоль двойниковой границы можно считать непрерывным, целесообразно использование приближения бесконечной малости расстояния между двойникоующими дислокациями и непрерывного их распределения на двойниковой границе. При установившемся движении границы с постоянной скоростью \vec{V}_n в бездефектном кристалле можно считать, что форма границы с течением времени не меняется и может быть описана функцией $f(\xi)$. В некоторый фиксированный момент времени обусловленные только двойникоующими дислокациями напряжения, создаваемые двойниковой границей, можно рассчитать по формуле

$$\sigma_{ij}(x, y) = \int_{\delta+a_0}^D \sqrt{1+(f'(\xi))^2} \rho(\xi) \sigma_{ij}^{(0)}(x, y, \xi) d\xi, \quad (31)$$

где ξ – параметр интегрирования; δ – величина ступеньки на поверхности кристалла, обусловленная отклонением двойниковой границы от когерентной формы; a_0 – глубина залегания источника двойникоующих дислокаций ($a_0 \approx 0$); $\rho(\xi)$ – плотность двойникоующих дислокаций на некогерентной двойниковой границе; $\sigma_{ij}^{(0)}(x, y, \xi)$ – напряжения, создаваемые единичной двойникоующей дислокацией, находящейся на двойниковой границе. Расчетные формулы для определения $\sigma_{ij}^{(0)}(x, y, \xi)$ представлены в работах [6–9].

Используя подходы и методы, приведенные в [6], в квазистатическом приближении при $\Delta H \ll D$ условие равновесия некогерентной двойниковой границы может быть представлено в виде:

$$b_b \sigma_{xy}(x, 0) + b_s \sigma_{xz}(x, 0) - G x + S(x) + b_b \sigma_{xy}^e(x, 0) + b_s \sigma_{xz}^e(x, 0) = 0, \quad (32)$$

где $G(x)$ – сила притяжения двойникоующей дислокации к поверхности; $S(x)$ – сила сопротивления движению двойникоующих дислокаций, определяющая характер пластической деформации (аналог силы трения); σ_{xy}^e и σ_{xz}^e – внешние упругие напряжения на оси OX .

Учитывая (31), условие (32) примет вид

$$\int_{\delta+a_0}^D \sqrt{1+(f'(\xi))^2} \cdot \rho \cdot \xi \cdot \frac{(x-\xi)(b_b B_b + b_s B_s)}{f^2(\xi) + (x-\xi)^2} d\xi - \int_{\delta+a_0}^D \sqrt{1+(f'(\xi))^2} \cdot \rho(\xi) \cdot \frac{(x+\xi)(b_b B_b + b_s B_s)}{f^2(\xi) + (x+\xi)^2} d\xi - 2b_b B_b \int_{\delta+a_0}^D \sqrt{1+(f'(\xi))^2} \cdot \rho(\xi) \cdot \frac{f^4(\xi) - 6xf^2(\xi)(x+\xi) + (x-\xi)(x+\xi)^3}{(f^2(\xi) + (x+\xi)^2)^3} \xi d\xi = F(x), \quad (33)$$

где $B_b = \frac{\mu b_b}{2\pi(1-\nu)}$; $B_s = \frac{\mu b_s}{2\pi}$; $F(x) = G(x) - S(x) - b_b \sigma_{xy}^e(x, 0) - b_s \sigma_{xz}^e(x, 0)$.

Вводя обозначения

$$K_1(x, \xi) = \frac{(x-\xi)(b_b B_b + b_s B_s)}{f^2(\xi) + (x-\xi)^2},$$

$$K_2(x, \xi) = \frac{(x+\xi)(b_b B_b + b_s B_s)}{f^2(\xi) + (x+\xi)^2},$$

$$K_3(x, \xi) = b_b B_b \frac{f^4(\xi) - 6xf^2(\xi)(x+\xi) + (x-\xi)(x+\xi)^3}{(f^2(\xi) + (x+\xi)^2)^3},$$

условие (33) можно записать в компактной форме:

$$\int_{\delta+a_0}^D \sqrt{1+(f'(\xi))^2} \cdot \rho(\xi) \cdot (K_1(x, \xi) - K_2(x, \xi) - \xi K_3(x, \xi)) d\xi = F(x). \quad (34)$$

Рассматриваемое условие равновесия двойниковой границы может быть дополнено соотношением [6]:

$$\int_{a_0}^D \rho(x) dx = \frac{\delta}{b_b} = \frac{\gamma}{b_s}, \quad (35)$$

где γ – сдвиг вдоль оси OZ , направленной перпендикулярно плоскости (рис. 6).

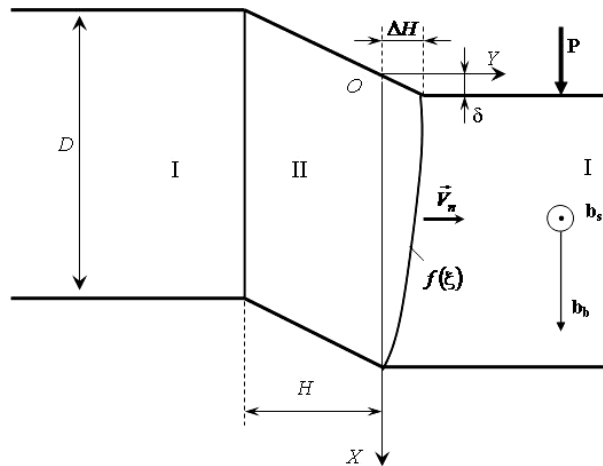


Рис. 6. Иллюстрация движения границы двойниковой прослойки в случае большой плотности двойниующих дислокаций и непрерывного их распределения на двойниковой границе

Известно [15; 21] также, что

$$\Delta H(x) = a \int_x^D \rho(\xi) d\xi. \quad (36)$$

Полагая, что $f(\xi) = \Delta H \xi$, получим

$$\rho(x) = \frac{1}{a} \frac{d(\Delta H(x))}{dx} = \frac{1}{a} \frac{df(x)}{dx}. \quad (37)$$

В случае линейной функции $f(x)$ из (37) получим

$$\rho = \frac{\Delta H}{aD}. \quad (38)$$

Приведенные условия вместе с уравнением непрерывности [15]

$$\rho(x)v_m(x) = \frac{1}{a}V_n \quad (39)$$

полностью описывают стационарное движение границы двойниковой прослойки.

Заключение. Результатом проведенного исследования явилась дислокационная модель движения границы двойниковой прослойки (или границы раздела аустенит – мартенсит в материале с памятью формы). При этом использовано дискретное и непрерывное описание расположения двойникующих дислокаций на двойниковой границе.

Получены соотношения для расчета полей напряжений, смещений и деформаций у некогерентной и слабнекогерентной границы двойниковой прослойки.

Дано физическое описание ряда явлений, наблюдаемых у границы двойника. Рассмотрена энергетика процесса смещения когерентной двойниковой границы в результате движения вдоль нее двойникующих дислокаций. Получено условие равновесия некогерентной двойниковой границы, позволяющее учитывать ее форму. Это позволило продолжить развитие дислокационного описания движения границ остаточных двойниковых прослоек.

Автор выражает благодарность научному руководителю «AdaptaMat» (Финляндия, Хельсинки) А.Л. Соzinову за участие в обсуждении отдельных результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Giant magnetic-field-induced strain in NiMnGa seven-layered martensitic phase / A. Sozinov [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 80, № 10. – P. 1746 – 1748.
2. 6 % magnetic-field-induced strain by twin-boundary motion in ferromagnetic Ni-Mn-Ga / S.J. Murray [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2000. – V. 77. – P. 886 – 888.
3. Large magnetic-field-induced strains in Ni₂MnGa single crystals / K. Ullakko [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1996. – V. 69. – P. 1966 – 1968.
4. Лифшиц, И.М. О макроскопическом описании явления двойникового кристаллов / И.М. Лифшиц // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1948. – Т. 18, № 12. – С. 1134 – 1143.
5. Cottrell, A.H. A mechanism for the growth of deformation twins in crystals / A.H. Cottrell, B.A. Bilby // Phil. Mag. – 1951. – V. 42. – P. 573 – 581.
6. Косевич, А.М. О дислокационной модели двойникового / А.М. Косевич, Л.А. Пастур // Физика твердого тела. – 1961. – Т. 3, № 4. – С. 1291 – 1297.
7. Остриков, О.М. Дислокационная макроскопическая модель клиновидного двойника / О.М. Остриков // Вестн. ГГТУ им. П.О. Сухого. – 2006, № 2. – С. 10 – 18.
8. Остриков, О.М. Механика двойникового твердых тел: моногр. / О.М. Остриков. – Гомель: УО «Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого», 2008. – 301 с.
9. Остриков, О.М. Учет формы границ клиновидного двойника в его макроскопической дислокационной модели / О.М. Остриков // Физика металлов и металловедение. – 2008. – Т. 106, № 5. – С. 471 – 476.
10. Остриков, О.М. Расчет распределения примеси и потоков ее миграции у клиновидного двойника на основании макроскопической дислокационной модели / О.М. Остриков // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-техн. наук. – 2009. – № 4. – С. 62 – 65.
11. Остриков, О.М. Нанодвойникование монокристаллов висмута / О.М. Остриков // Изв. Высш. учеб. заведений. Черная металлургия. – 2002. – № 3. – С. 51 – 52.
12. Остриков, О.М. Дислокационная модель нанодвойника / О.М. Остриков // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 2008, № 5. – С. 124 – 129.

13. Остриков, О.М. Расчет энергии нанодвойника клиновидной формы в рамках дислокационной мезоскопической модели / О.М. Остриков // Журнал технической физики. – 2008. – Т. 78, № 2. – С. 58 – 62.
14. Финкель, В.М. Разрушение кристаллов при механическом двойниковании / В.М. Финкель, В.А. Федоров, А.П. Королев. – Ростов н/Д, 1990. – 172 с.
15. Бойко, В.С. Дислокационное описание движения границ остаточного двойника / В.С. Бойко // Физика твердого тела. – 1980. – Т. 22, № 4. – С. 1066 – 1071.
16. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.
17. Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987. – 246 с.
18. Лариков, Л.Н. Структура и свойства металлов и сплавов. Диффузия в металлах и сплавах: справочник / Л.Н. Лариков, В.И. Исайчев. – Киев: Наук. думка, 1987. – 512 с.
19. Физика кристаллов с дефектами / А.А. Предводителев [и др.]. – М.: МГУ, 1986. – 240 с.
20. Ханнанов, Ш.Х. Модель идеальной релаксации термоупругих напряжений при выращивании монокристаллов / Ш.Х. Ханнанов, С.П. Никаноров, С.И. Баходдин // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 6. – С. 1020 – 1023.
21. Косевич, А.М. Дислокации в теории упругости / А.М. Косевич. – Киев: Наук. думка, 1978. – 220 с.
22. Киселев, С.П. Внутренние напряжения в твердом теле с дислокациями / С.П. Киселев // Прикладная механика и техническая физика. – 2004. – Т. 45, № 4. – С. 131 – 136.
23. Лаврентьев, Ф.Ф. Взаимодействие дислокаций в цинке, висмуте и сурьме при двойниковании / Ф.Ф. Лаврентьев // Физика металлов и металловедение. – 1964. – Т. 18, № 3. – С. 428 – 436.
24. Гарбер, Р.И. Механическое двойникование кальцита / Р.И. Гарбер // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Т. 10, № 3. – С. 354 – 257.
25. Полухин, П.И. Физические основы пластической деформации / П.И. Полухин, С.С. Горелик, В.К. Воронцов. – М.: Металлургия, 1982. – 584 с.

Поступила 05.01.2013

DISLOCATION MODEL OF NOT THIN BORDER OF TWIN LAYERS

O. OSTRIKOV

The theory of borders of residual twins, and also interface of austenit/martensit in materials with memory of the form is developed. The physical processes accompanying the process of growth of twin layers are considered. Movement of twin borders is considered at various scale levels using the discrete and continuous description of distribution of twin dispositions on moving twin border. The power analysis of displacement of twin borders in prismatic and cylindrical samples is presented. Parities for calculation of pressure, displacement and deformations at border of residual twin layers are received. The balance condition of causetatic moving twin borders is deduced. The condition allows to consider the form of twin borders.

УДК 621.923:536.24

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ФЕРРОПОРОШКОВОЙ СРЕДЕ
ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПОВЕРХНОСТИ ИЗДЕЛИЯ**

Д.Н. ХИЛЬКО
(ГНПО «Центр» НАН Беларуси, Минск)

Исследуются электромагнитные процессы в ферропорошковой среде при формировании поверхности изделия. Демонстрируются аналитические модели физических процессов электромагнитной наплавки, позволяющих рассчитать магнитное поле и его градиент в любой точке пространства рабочей зоны, силовую топографию и электрическую проводимость рабочей зоны. Показана зависимость между основными параметрами магнитного и электрического полей в межэлектродном промежутке. На основе анализа полученных результатов сделан вывод: изменяя параметры магнитного поля и технологической среды, можно управлять силой разрядного тока, обеспечивающей нагрев и плавление частиц ферромагнитного порошка.

Введение. При упрочнении и восстановлении поверхностей изделий используют различные способы нанесения покрытий, позволяющие получать поверхность с требуемым химическим составом, высокой твердостью и износостойкостью. Наиболее перспективные – электрофизические методы, использующие энергию комбинированных электромагнитных полей. Одним из таких ресурсосберегающих методов упрочнения и восстановления является электромагнитная наплавка [1; 2].

Область пространства между обрабатываемой поверхностью и полюсным наконечником, в котором происходит модификация поверхностного слоя материала заготовки при электромагнитной наплавке (ЭМН), называется рабочей зоной, или межэлектродным промежутком.

В процессе наплавки в рабочую зону непрерывно подается ферропорошок, частицы которого ориентируются вдоль силовых линий магнитного поля, образуя многоэлектродную систему токопроводящих цепочек. При воздействии электрического поля в межэлектродном промежутке происходит замыкание электрической цепи «источник тока – полюсный наконечник – цепочки-микроэлектроды – заготовка – источник тока», в результате чего осуществляется нагрев и плавление частиц ферропорошка. Плавление последних происходит дискретно за счет возникновения кратковременного электрического разряда на каждой из цепочек-микроэлектродов.

Скорость возникновения дугового разряда и время его существования оказывают влияние на производительность процесса ЭМН и равномерность распределения капель расплава металла по наплавляемой поверхности. Частота возникновения импульсов зависит от источника тока, магнитной индукции в рабочей зоне, состава окружающей среды и других технологических факторов.

Так, система может быть настроена таким образом, что в рабочей зоне будет преобладать одиночное пульсирующее горение цепочек-микроэлектродов. В этом случае процесс ЭМН идет неустойчиво, формирование поверхностного слоя происходит нестабильно, производительность невысокая. Когда в рабочей зоне преобладает групповое, перекрываемое по времени горение нескольких цепочек-микроэлектродов, процесс идет устойчиво, обеспечивается стабильность формирования покрытия и металлургических реакций. Так как при ЭМН основную роль – нагрев и плавление ферропорошка – выполняет энергия электрического поля, а вспомогательную – удержание ферропорошка в рабочей зоне и формирование цепочек-микроэлектродов – магнитное поле, то стабильность протекания процесса наплавки обуславливается преимущественно магнитной индукцией и силой разрядного тока.

Целью данной работы является разработка аналитических моделей физических процессов ЭМН, позволяющих рассчитать магнитное поле и его градиент в любой точке пространства рабочей зоны, силовую топографию и электрическую проводимость рабочей зоны.

Расчет магнитного поля в рабочей зоне. Известно, что магнитное поле в рабочей зоне и его градиент можно определить аналитически, графически и экспериментально. В случае электромагнитной наплавки сплошных цилиндрических заготовок деталей магнитное поле можно рассчитать аналитически, применив уравнение Лапласа [3]:

$$\nabla^2 \varphi = 0,$$

где ∇^2 – оператор Лапласа; φ – магнитный скалярный потенциал.

Допуская, что длина цилиндрической детали достаточно велика по сравнению с её диаметром, уравнение Лапласа для среднего сечения в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$\frac{1}{l} \cdot \frac{\partial}{\partial l} \left(l \frac{\partial \varphi}{\partial l} \right) + \left(\frac{\partial^2 \varphi}{l^2 \partial \alpha^2} \right) = 0, \quad (1)$$

где l – расстояние от центра заготовки до точки, на которой определяется магнитное поле; α – угол, отсчитываемый от направления вектора магнитной индукции исходного магнитного поля B_0 (рис. 1).

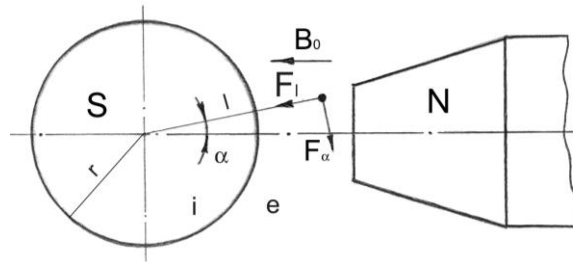


Рис. 1. Схема расчета параметров магнитного поля в межэлектродном промежутке при электромагнитной наплавке цилиндрических поверхностей

Решение уравнения (1) методом Фурье предполагает поиск для внутренней (i) и внешней (e) областей частных функций, удовлетворяющих условиям на границах раздела сред:

$$\varphi_i = \left(C_1 l + \frac{C_2}{l} \right) \cdot \cos \alpha; \quad (2)$$

$$\varphi_e = \left(C_3 l + \frac{C_4}{l} \right) \cdot \cos \alpha, \quad (3)$$

где φ_i, φ_e – соответственно скалярные потенциалы магнитного поля в области наплавляемой поверхности заготовки и пространстве рабочей зоны; C_1, C_2, C_3, C_4 – постоянные интегрирования, определяемые из граничных условий.

Во внутренней области (i) потенциал должен оставаться конечным (при конечном B_0), вследствие этого $C_2 = 0$.

Во внешней области (e) вдали от заготовки, т.е. при $l/r \gg 1$, возмущающее влияние заготовки на внешнее поле отсутствует, а потенциал определяется этим внешним полем:

$$\varphi_e = -H_0 \cdot l \cdot \cos \alpha,$$

где H_0 – напряженность исходного магнитного поля; r – радиус заготовки.

Отсюда следует, что $C_3 = -H_0$.

На поверхности раздела двух сред, т.е. при $r = l$, выполняется как равенство потенциалов, так и равенство нормальных составляющих вектора напряженности магнитного поля:

$$\varphi_i = \varphi_e; \quad \mu_i \cdot \frac{\delta \varphi_i}{\delta l} = \mu_e \cdot \frac{\delta \varphi_e}{\delta l}, \quad (4)$$

где μ_i – магнитная проницаемость детали; μ_e – магнитная проницаемость внешней среды.

Перепишем выражения для потенциалов (2) и (3) с учетом полученных результатов:

$$\varphi_i = C_1 l \cdot \cos \alpha; \quad (5)$$

$$\varphi_e = \left(-H_0 + \frac{C_4}{l} \right) \cdot \cos \alpha. \quad (6)$$

Продифференцировав (5) и (6) по l с учетом условий (4), имеем следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \mu_i \cdot C_1 &= \left(-H_0 + \frac{C_4}{r^2} \right) \cdot \mu_e, \\ C_1 &= -H_0 + \frac{C_4}{r^2}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Решая систему уравнений (7), получаем

$$C_1 = -H_0 \cdot \frac{2\mu_e}{\mu_i + \mu_e}; \quad C_4 = -H_0 \cdot \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot r^2.$$

Запишем окончательное выражение для потенциалов, а также для нормальной и тангенциальной составляющих напряженности магнитного поля с учетом полученных постоянных C_1, C_2, C_3, C_4 .

Для внешней области

$$\begin{aligned} \varphi_e &= -H_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot l \cdot \cos \alpha; \\ H_{e,l} &= -\frac{\partial \varphi_e}{\partial l} = H_0 \cdot \left[1 + \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \cos \alpha; \\ H_{e,\alpha} &= -\frac{\partial \varphi_e}{l \partial \alpha} = H_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \sin \alpha. \end{aligned}$$

Для внутренней области

$$\begin{aligned} \varphi_i &= -H_0 \cdot \frac{2\mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot l \cdot \cos \alpha; \\ H_i &= -\frac{\partial \varphi_i}{\partial x} = H_0 \cdot \frac{2\mu_i}{\mu_i + \mu_e}. \end{aligned}$$

Известно [2], что между магнитной индукцией B и напряженностью H существует зависимость:

$$B = \mu \mu_0 H, \quad (8)$$

где μ_0 – магнитная постоянная вакуума ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м); μ – магнитная проницаемость среды.

С учетом (8) запишем зависимости для определения составляющих магнитной индукции в пространстве рабочей зоны:

$$B_{el} = B_0 \cdot \left[1 + \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \cos \alpha; \quad (9)$$

$$B_{e\alpha} = -B_0 \cdot \left[1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \cdot \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right] \cdot \sin \alpha. \quad (10)$$

Переведем уравнения (3) и (4) из цилиндрической системы координат в декартовые координаты при помощи соотношений:

$$B_{ex} = B_{el} \cdot \cos \alpha - B_{e\alpha} \sin \alpha;$$

$$B_{ey} = B_{el} \cdot \sin \alpha + B_{e\alpha} \cos \alpha;$$

$$x = l \cdot \cos \alpha;$$

$$y = l \cdot \sin \alpha;$$

$$l = \sqrt{x^2 + y^2}.$$

С учетом преобразований получаем

$$B_{ex} = B_0 \cdot \left[1 + \frac{k_l}{l^4} \cdot (x^2 - y^2) \right];$$

$$B_{ey} = 2B_0 k_l \frac{xy}{l^4},$$

где $k_l = r^2 \left[\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \right]$.

При соблюдении условий дифференцируемости зависимостей $\varphi = f(x, y)$ и $B = f(x, y)$ составляющие градиента вектора магнитной индукции по осям координат определяются как частные производные второго и первого порядка по соответствующим направлениям:

$$\text{grad} \overline{B}_x = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \cdot \overline{x}_0 = \frac{\partial B}{\partial x} \cdot \overline{x}_0;$$

$$\text{grad} \overline{B}_y = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \cdot \overline{y}_0 = \frac{\partial B}{\partial y} \cdot \overline{y}_0,$$

где $\overline{x}_0, \overline{y}_0$ – единичные векторы.

Тогда, используя правило дифференцирования сложных функций, получаем

$$\frac{\partial B_{ex}}{\partial x} = \frac{\tilde{B}_{ex}}{x} + \frac{\tilde{B}_{ex}}{l} \cdot \frac{\tilde{l}}{x} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot x + \left[-4 \frac{k_l}{l^5} (x^2 - y^2) \right] \cdot \frac{x}{l} \cdot B_0 = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot x \left[1 - 2 \frac{(x^2 - y^2)}{l^2} \right],$$

где $\frac{\tilde{B}_{ex}}{x}, \frac{\tilde{B}_{ex}}{l}, \frac{\tilde{l}}{x}$ – частные производные соответствующей функции по переменной, выраженной в явном виде.

Аналогично

$$\frac{\partial B_{ex}}{\partial y} = -2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 + 2 \frac{(x^2 - y^2)}{l^2} \right];$$

$$\frac{\partial B_{ey}}{\partial x} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 - 4 \frac{x^2}{l^2} \right];$$

$$\frac{\partial B_{ey}}{\partial y} = 2B_0 \frac{k_l}{l^4} \cdot y \cdot \left[1 - 4 \frac{y^2}{l^2} \right].$$

Таким образом, полученные аналитические зависимости позволяют рассчитать величину магнитной индукции и ее градиент в любой точке пространства рабочей зоны при осуществлении процесса электромагнитной наплавки цилиндрических поверхностей.

Определение сил взаимодействия частиц ферропорошка в рабочей зоне. Основными факторами, определяющими силы, под действием которых формируются электропроводные цепочки из частиц порошка при электромагнитной наплавке, являются величина магнитного поля и его градиент в рабочей зоне [1]. Если в магнитном поле поместить ферромагнитную частицу порошка, поле изменится. Это объясняется тем, что всякое вещество является магнетиком, т.е. способно под действием магнитного поля приобретать магнитный момент (намагничиваться).

Для объяснения процесса намагничивания тел Ампер предложил считать, что в молекулах вещества циркулируют круговые токи (молекулярные токи).

Каждый ток обладает магнитным моментом и создает в окружающем пространстве магнитное поле. Так как намагниченность в ферромагнетике распространяется в поверхностных слоях, можно условно для расчета сил взаимодействия частиц ферропорошка принять, что ферромагнитная частица эквивалентна обернутой вокруг нее ленте с током (рис. 2).

Сила, действующая на такую ленту с током, помещенную в магнитное поле, равна

$$\vec{F} = \vec{m} \cdot \text{grad} \vec{B}, \quad (11)$$

где \vec{m} – дипольный магнитный момент частицы порошка; $\text{grad} \vec{B}$ – вектор градиента магнитной индукции.

Применительно к прямоугольной системе координат зависимость (1) можно записать в виде

$$\vec{F} = \vec{F}_x + \vec{F}_y = \left(m_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + m_x \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \cdot \vec{x}_0 + \left(m_y \frac{\partial B_y}{\partial x} + m_y \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \cdot \vec{y}_0.$$

Если предположить, что ферромагнитная частица порошка намагничивается однородно, тогда

$$\vec{m} = \vec{J} \cdot V, \quad (12)$$

где \vec{J} – намагниченность частицы вещества; V – объем частицы.

Между наведенным внешним полем \vec{H}_e и намагниченностью частицы \vec{J} существует зависимость [4]:

$$\vec{J} = 3\vec{H}_e \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right), \quad (13)$$

где μ_n – магнитная проницаемость частицы порошка.

Преобразуем зависимость (13), учитывая, что $B = \mu\mu_0 H$, тогда

$$\vec{J} = 3 \frac{B_e}{\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right). \quad (14)$$

Подставляя значение \vec{J} из (4) в уравнение (2), получим возможность определить магнитный дипольный момент:

$$\vec{m} = \vec{J} \cdot V = B_e \frac{\pi d^3}{2\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right),$$

где d – диаметр условной ферромагнитной частицы.

Находим составляющие магнитного дипольного момента сферической частицы:

$$m_x = B_{ex} k_2 = B_e k_2 \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right];$$

$$m_y = B_{ey} k_2 = 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} xy,$$

где $k_2 = \frac{\pi d^3}{2\mu_0 \mu_e} \left(\frac{\mu_n - \mu_e}{\mu_n + 2\mu_e} \right)$.

Таким образом, проведя соответствующие преобразования, составляющие результирующей силы можно определить как

$$\begin{aligned} F_x = m_x \frac{\partial B_{ex}}{\partial x} + m_x \frac{\partial B_{ex}}{\partial y} = 2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} \cdot k_2 x \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right] \cdot \left[1 - \frac{2(x^2 - y^2)}{l^2} \right] + \\ + 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} xy \cdot \left[-2B_o \frac{k_1}{l^4} \cdot y \left(1 + \frac{2(x^2 - y^2)}{l^2} \right) \right] = 2B_o \frac{k_1 k_2}{l^4} x \left(3 - \frac{4x^2 - k_1}{l^2} \right); \end{aligned} \quad (15)$$

$$F_y = m_y \frac{\partial B_{ey}}{\partial x} + m_y \frac{\partial B_{ey}}{\partial y} = 2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} \cdot k_2 y \left[1 + \frac{k_1}{l^4} (x^2 - y^2) \right] \cdot \left[1 - \frac{4x^2}{l^4} \right] + 2B_o^2 \frac{k_1 k_2}{l^4} xy \left[2B_o^2 \frac{k_1}{l^4} x \left(1 - \frac{4y^2}{l^2} \right) \right] = 2 \cdot B_o^2 \frac{k_1 k_2}{l^4} y \left(1 - \frac{4x^2 - k_1}{l^2} \right). \tag{16}$$

Тогда результирующая сила, действующая на частицу порошка в рабочей зоне, будет равна

$$F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2}. \tag{17}$$

Таким образом, полученные аналитические зависимости (15 – 17) позволяют в первом приближении определять силы взаимодействия частиц порошка в рабочей зоне при осуществлении процесса электромагнитной наплавки рабочих поверхностей цилиндрических заготовок.

Расчет электрической проводимости порошка в рабочей зоне. Известно [2], что сила разрядного тока при электромагнитной наплавке определяется величиной электрической проводимости порошка в рабочей зоне. Электрическая проводимость ферропорошка в рабочем зазоре обусловлена наличием токопроводящих цепочек-микроэлектродов, формирующихся в магнитном поле, и определяется величиной межэлектродного промежутка, физико-механическими свойствами наплавляемого ферропорошка и силовым взаимодействием между его частицами.

При прохождении тока через цепочки-микроэлектроды на всех участках замкнутой цепи электрическая энергия превращается в тепловую: на контактных участках соприкосновения частиц порошка и внутри частиц, на контактных поверхностях раздела «полюсный наконечник – порошок – деталь». В общем случае при электрическом разряде, проходящем через порошок, можно выделить следующие стадии:

- разрушение оксидных пленок между смежными частицами порошка в осевом направлении при приложении напряжения, сопровождающееся резким падением сопротивления;
- спекание частиц порошка с образованием параллельных направлению протекания тока проводников в виде «гирлянд» или «нитей», способствующих дальнейшему падению сопротивления;
- возникающее вследствие пинч-эффекта обжатие «нитей» и, как следствие, разрушение поверхностей между частицами;
- прохождение тока через образовавшиеся электрические мостики;
- дезинтеграция, потеря стабильности и электровзрыв, т.е. возникновение дуговых разрядов.

Приняв допущение о симметричной форме частиц ферропорошка (сфера), определим количество частиц n и количество цепочек-микроэлектродов N в рабочей зоне.

Число частиц ферропорошка, из которых формируются цепочки, определяем из соотношения

$$n = \frac{g \cdot k}{V \cdot \rho_m},$$

где g – расход ферропорошка, г/с; k – коэффициент использования ферропорошка; V – объем частицы ферропорошка, см³; ρ_m – плотность материала ферропорошка, г/см³.

Для определения количества цепочек-микроэлектродов N в рабочей зоне рассмотрим элементарную ячейку в виде параллелепипеда, выделенного из 8 частиц ферропорошка, объем металла которого равен объему одной частицы (рис. 3).

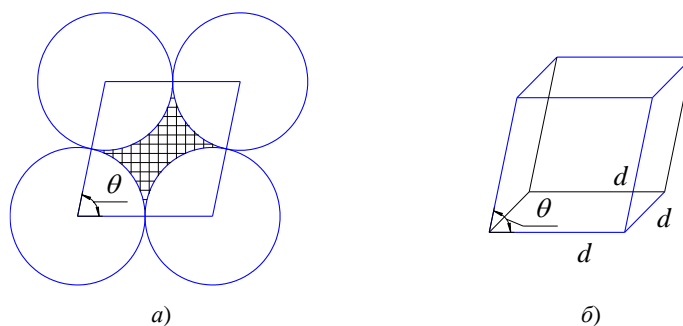


Рис. 3. Схема элементарной ячейки (а) и предполагаемая модель укладки сферических частиц в пространстве рабочей зоны (б) при электромагнитной наплавке

В данном случае элементарная ячейка представляет собой модель размещения частицы в объеме рабочей зоны и характеризуется углом укладки частиц θ . Плотность укладки частиц Π – это отношение объема поры в элементарной ячейке V_n к полному объему ячейки V_0 :

$$\Pi = \frac{V_n}{V_0}. \quad (18)$$

Так как элементарная ячейка содержит объем металла, равный объему одной частицы ферропорошка V_q , то зависимость (1) можно представить в виде

$$\Pi = 1 - \frac{V_q}{V_0}.$$

Объем частицы ферропорошка V_q в общем случае определяется с учетом ее среднего диаметра d :

$$V_q = \alpha_v \frac{\pi d^3}{6},$$

где α_v – объемный фактор формы, который для сферических частиц равен 1.

Используя геометрические вычисления, объем ячейки V_0 можно выразить через параметры модели:

$$V_0 = d^3 \frac{\sin^2 \theta}{1 + \cos \theta \sqrt{1 + 2 \cos \theta}}.$$

Тогда плотность укладки частиц определяется следующим образом:

$$\Pi = 1 - \frac{\alpha_v \pi (1 - \cos \theta) \sqrt{1 + 2 \cos \theta}}{6 \sin^2 \theta}.$$

Число цепочек-микроэлектродов N определяем из зависимости

$$N = \frac{4nV_q(1 + \Pi)}{\pi d^2 \delta},$$

где δ – величина межэлектродного промежутка.

Определяем падение напряжения на цепочке-микроэлектроде:

$$\Delta U_j = \sum_{i=1}^k \Delta U_i + \sum_{i=1}^{k+1} \Delta U_{i,i+1},$$

где ΔU_i – падение напряжения на i -й частице ферропорошка; $\Delta U_{i,i+1}$ – падение напряжения в контакте между i -й и $i+1$ -й частицами; $k = \frac{\delta}{d}$ – число частиц ферропорошка в цепочке.

Запишем закон Ома для частицы ферропорошка и контакта между частицами:

$$\Delta U_i = i_j \cdot r_i;$$

$$\Delta U_{i,i+1} = i_j \cdot r_{i,i+1},$$

где i_j – сила разрядного тока в j цепочке; r_j – сопротивление i -й частицы; $r_{i,i+1}$ – сопротивление в контакте между i -й и $i+1$ -й частицами.

Так как цепочка составлена из k порошинок, то падение напряжения на одной из цепочек составит

$$\Delta U_j = i_j \cdot r_q \cdot k + i_j \cdot r_k \cdot (k + 1),$$

где r_q и r_k – соответственно сопротивление частицы ферропорошка и в контакте между ними.

Тогда сопротивление одной цепочки будет равно

$$R_j = \frac{\Delta U_j}{i_j} = \frac{i_j \cdot r_v \cdot k}{i_j} + \frac{i_j \cdot r_k \cdot (k+1)}{i_j} = r_v \cdot k + r_k \cdot (k+1).$$

Электрическую проводимость порошка в рабочей зоне определим из соотношения

$$\frac{1}{R} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{R_j} = \frac{N}{r_v \cdot k + r_k \cdot (k+1)}.$$

В случае расчета сопротивления частицы ферропорошка шаровидной формы выделим в ней слой, перпендикулярный оси y , толщиной dy (рис. 4).

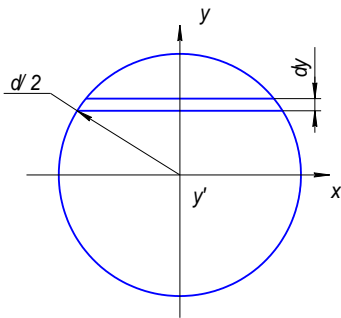


Рис. 4. Схема для определения электрического сопротивления частицы ферропорошка в межэлектродном зазоре при электромагнитной наплавке

Площадь сечения слоя, расположенного на расстоянии y' от центра частицы, будет равна

$$S(y') = \alpha_v \cdot \frac{\pi}{4} \cdot (d^2 - 4y'^2),$$

а электрическое сопротивление слоя порошка тогда определится из зависимости

$$dr = \rho \cdot \frac{4 \cdot dy'}{\alpha_v \cdot \pi \cdot (d^2 - 4y'^2)}, \tag{19}$$

где ρ – удельное сопротивление частицы порошка.

Интегрируя (19), получаем уравнение для определения электрического сопротивления частицы ферропорошка:

$$r = \frac{8\rho}{\pi} \cdot \int_0^{\tilde{y}} \frac{dy'}{d^2 - 4y'^2},$$

где \tilde{y} – координата, при которой площадь сечения шаровидной порошокинки будет равна $\pi x^2(y)$.

Для определения контактных сопротивлений между частицами порошка рассмотрим сечение двух сферических образцов радиусом R , которые приведены в соприкосновение (рис. 5).

При прохождении электрического тока через частицы происходит их спекание с образованием контактного перешейка радиуса $R_{ш}$ с боковой поверхностью, представляющей поверхность вращения вокруг оси y , которую образует дуга окружности радиуса r . Разделив правый образец секущими плоскостями $y = 0$ и $y = 2R$ на три области интегрирования, можно вычислить электросопротивление контактного перешейка и других частей образца. В результате для двух спекаемых сферических образцов его величина будет равна [5]

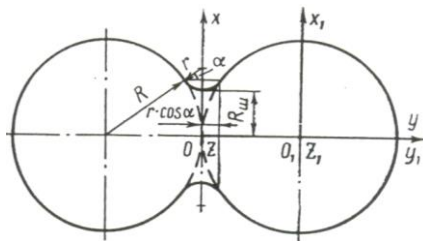


Рис. 5. Сечение двух спекающихся сферических частиц ферропорошка плоскостью, проходящей через их центры

$$r_k = \frac{\rho}{\pi R} \left(2 + \frac{2\sqrt{r}}{\sqrt{2R}} \arctg \frac{\sqrt{2R+r} - \sqrt{r}}{\sqrt{2R}} + \ln \frac{2R+r}{r} \right). \tag{20}$$

Оценим вклад второго и третьего слагаемых в общее сопротивление на различных этапах начальной стадии спекания:

$R_{ш}$	R	a	a	a/b
0	0	0	∞	0
0,01	$R/20000$	$7,85 \cdot 10^{-3}$	12,8	0,0006
0,1	$R/200$	$7,85 \cdot 10^{-3}$	6,0	0,013
1/3	$R/18$	0,248	3,61	0,068

где $a \equiv \frac{2\sqrt{r}}{\sqrt{2R}} \arctg \frac{\sqrt{2R+r} - \sqrt{r}}{\sqrt{2R}}$; $b \equiv \ln \frac{2R+r}{r}$.

Результаты получены с учетом $r \approx R_{ш}^2 / 2R$.

Как видно, a сравнимо с b лишь при достаточно больших размерах контактного перешейка. Если положить $a = 0,2$ и в числителе дроби под знаком логарифма в b пренебречь r по сравнению с $2R$,

погрешность от таких операций во всем диапазоне $0 < R_{\text{ш}} < 1/3 R$ не превышает 3 %, а выражение (20) значительно упрощается:

$$r_{\kappa} = \frac{\rho}{\pi R} \left(2,2 + 2 \ln \frac{2R}{R_{\text{ш}}} \right) = \frac{2\rho}{\pi d} \left(2,2 + 2 \ln \frac{d}{\sqrt{\frac{\Delta S}{\pi}}} \right),$$

где ΔS – площадь контакта двух сферических частиц. Площадь контакта ΔS определяется зависимостью [6]

$$\Delta S = \pi \cdot \sqrt[3]{\left(\frac{3 \cdot d \cdot F (1 - \mu^2)}{8 \cdot E} \right)^2},$$

где F – результирующая сила взаимодействия частиц ферропорошка; μ и E – соответственно коэффициент Пуассона и модуль Юнга материала ферропорошка.

Заключение. В результате выполненной работы получены аналитические зависимости, определяющие связь между магнитной индукцией и силой разрядного тока – основными параметрами процесса электромагнитной наплавки. Установлено, что, изменяя параметры магнитного поля и технологической среды, можно управлять электрическим сопротивлением цепи наплавки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ящерицын, П.И. Технологические основы обработки изделий в магнитном поле / П.И. Ящерицын [и др.]. – Минск: Физико-технический ин-т, 1997. – 416 с.
2. Хейфец, М.Л. Проектирование процессов комбинированной обработки / М.Л. Хейфец. – М.: Машиностроение, 2005. – 272 с.
3. Поливанов, К.М. Теоретические основы электротехники / К.М. Поливанов. – М.: Энергия, 1969. – Ч. 3: Теория электромагнитного поля. – 352 с.
4. Демирчян, К.С. Моделирование магнитных полей / К.С. Демирчян. – Л.: Энергия, 1974. – 285 с.
5. Роман, О.В. Справочник по порошковой металлургии: порошки, материалы, процессы / О.В. Роман, И.П. Габриелов. – Минск: Беларусь, 1988. – 175 с.
6. Ромм, Е.С. Структурные модели порового пространства горных пород / Е.С. Ромм. – Л.: Недра, 1985. – 240 с.

Поступила 11.02.2013

ELECTROMAGNETIC PROCESSES IN FERRO-POWDER MEDIUM AT FORMATION OF PRODUCT SURFACE

D. KHILKO

Consideration was given to the electro-physical phenomena in the operating space at welding deposition of ferro-powder coatings. There were obtained the interrelations between the main parameters of magnetic and electric fields in the inter-electrode gap. It was demonstrated that under changes of the parameters of the magnetic field and the processing medium it was possible to exert the control over the discharging current force which provided the heating and melting of ferromagnetic powder particles.

УДК 621.396

ПОИСК И ОБНАРУЖЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ОБЪЕКТОВ С РАСПОЗНАВАНИЕМ ТИПА НЕЛИНЕЙНОСТИ НА ОСНОВЕ ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

В.М. ЧЕРТКОВ, канд. техн. наук, доц. С.В. МАЛЬЦЕВ
(Полоцкий государственный университет)

Представлен сравнительный анализ методов поиска и обнаружения нелинейных объектов с распознаванием типа нелинейности. Рассматривается новый метод, обеспечивающий повышение вероятности правильной идентификации типа нелинейности объекта на основе его электрофизических свойств. Установлены самые выгодные с энергетических и информационных позиций частоты для анализа структуры спектра переизлученного зондирующего сигнала. Показаны результаты тестовых испытаний макетного образца радара подповерхностного зондирования, а также результаты восстановления вольтамперной характеристики для диода Д220.

В ряду всевозможных методов поиска нелинейных объектов с использованием их электрофизических свойств нелинейная радиолокация занимает одно из важнейших мест и активно развивается с 70-х годов прошлого столетия.

При обнаружении нелинейного объекта важный аспект его идентификации – принадлежность к одной из двух разновидностей нелинейности: искусственной или естественной. По понятным причинам такая идентификация является вероятностной процедурой, и достоверность принятия правильного решения в значительной мере определяется методом поиска с учетом электрофизических свойств объекта.

Классический способ обнаружения нелинейного объекта с распознаванием типа нелинейности [1] основан на облучении нелинейности гармоническим сигналом и приеме отклика по каналам второй и третьей гармоник переотраженного сигнала, классификация типа нелинейного объекта осуществляется по соотношению амплитуд отраженных в каналах сигналов. Сущностью данного метода является тот факт, что при обнаружении нелинейности типа металл – окисел – металл (естественных нелинейностей) уровень третьей гармоники сигнала отклика превышает уровень сигнала отклика на второй гармонике частоты зондирующего сигнала, а при обнаружении объекта с устойчивым р – n-переходом (искусственных нелинейностей) уровень второй гармоники превышает уровень третьей гармоники [2]. Основным недостатком этого способа является большое количество ложных срабатываний и, как следствие, низкая вероятность распознавания типа нелинейного объекта [3].

Метод восстановления вида нелинейности по рассеянному полю. При решении задачи восстановления вольтамперных характеристик нелинейностей произвольного типа по возмущениям рассеянного ими сверхширокополосного излучения необходимо определить характеристики среды. Восстановление характеристик среды включает в себя нахождение пространственных координат нелинейной неоднородности и определение ее нелинейных свойств. Для определения этой многомерной функции необходимо использовать пространственно-временные характеристики падающего и рассеянного полей [4].

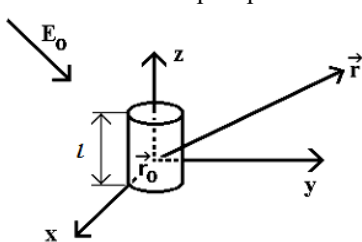


Рис. 1. Аппроксимация формы нелинейной неоднородности

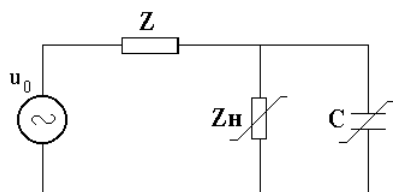


Рис. 2. Эквивалентная схема нелинейного вибратора

Будем считать, что форма нелинейной неоднородности, представленной на рисунке 1, аппроксимируется цилиндром длиной l и радиусом a .

В нелинейной радиолокации при описании рассеяния волн нелинейными устройствами, а также при анализе реакции полуволнового вибратора, нагруженного на нелинейность, образованную нелинейным контактом или полупроводниковым диодом, для расчетов используют эквивалентную схему (рис. 2). На схеме представлены следующие элементы: $u_0(\omega)$ – электродвижущая сила (ЭДС), наведенная падающим излучением на неоднородности; $I(\omega)$ – ток проводимости, наведенный на нелинейном элементе; $C(\omega)$ – эквивалентная емкость; $Z(\omega)$ – комплексное входное сопротивление, зависящее от геометрических размеров объекта.

Действительная часть комплексного входного сопротивления $Z(\omega)$ с точностью до постоянного множителя совпадает с сопротивлением излучения элементарного вибратора, а мнимая часть соответствует реактивной части входного сопротивления в электродинамике излучающих систем.

С учетом векторного характера электромагнитного излучения рассеянное поле можно определить по формуле [4]:

$$E_0(\omega, r) \approx -i\mu_0\omega I_\Sigma(\omega) LG(r-r_0) \sin\theta, H_\varphi(\omega, r) \approx \frac{E_0}{W_0}, \quad (1)$$

где E_0, H_φ – составляющие электрического и магнитного поля в сферической системе координат; $W_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ – волновое сопротивление фоновой среды; θ – угол между осью цилиндра и направлением на точку наблюдения; I_Σ – полный ток; $G(r-r_0) = \exp(ik|r-r_0|)/4\pi|r-r_0|$ – функция Грина.

На основе измеренных в дальней зоне значений напряженности рассеянного поля определяется комплексная амплитуда полного тока, протекающего через нелинейный элемент, и падающее на нем напряжение:

$$I_\Sigma(\omega) = \frac{E_0(\omega, r)}{-i\mu_0\omega LG(r-r_0) \sin\theta}, \quad (2)$$

$$u = u_0 - Z(\omega)I_\Sigma. \quad (3)$$

Задача восстановления вольтамперной характеристики нелинейного элемента по измерениям рассеянного сверхширокополосного поля сводится к простому алгебраическому обращению полученных уравнений. Искомая вольтамперная зависимость находится при этом с точностью до константы, связанной с отсутствием в рассеянном поле составляющих на нулевой частоте (постоянная составляющая). Значение этой константы восстанавливается из условия нормировки, соответствующего требованию пассивности нелинейности [4].

Основным недостатком данного метода является необходимость в дополнительном измерении значений напряжения, наводимого падающим полем в районе нахождения нелинейного объекта. Представленный метод восстанавливает вольтамперную характеристику в отдельных точках, соответствующих электрическому полю в зоне расположения объекта.

Метод восстановления нелинейности с использованием специального зондирующего сигнала [5]. Данный метод поиска и обнаружения нелинейного объекта с распознаванием типа нелинейности основан на излучении зондирующего сигнала, амплитуда которого промодулирована по пилообразному закону, в направлении на нелинейный объект. Прием и регистрация сигнала отклика осуществляется по двум каналам на второй и третьей гармониках частоты вторичного электромагнитного поля. Таким образом достигается уменьшение количества ложных срабатываний и, как следствие, повышение вероятности распознавания типа нелинейного объекта.

В работах С.Н. Панычева [5 – 7] показано, что реализация данного метода обеспечивает вероятность идентификации нелинейности, близкой к единице, тогда как вероятность традиционного метода по соотношению амплитуд откликов на второй и третьей гармониках незначительно превышает 0,5.

Основным недостатком приведенного метода является сложность технической реализации. Необходимо обеспечить высокую линейность передающего каскада. Кроме того, метод не позволяет однозначно идентифицировать нелинейный объект ввиду существенной разницы вида зависимости амплитуды сигнала отклика от амплитуды зондирующего сигнала на частотах $2\omega_0$ и $3\omega_0$ при сложных ВАХ.

Способ обнаружения нелинейного объекта с распознаванием типа нелинейности и использованием DSB-сигнала основывается на том, что в качестве зондирующего сигнала используют сигнал с подавленной несущей частотой. Метод основывается на плавном увеличении разности амплитуд гармоник в составе зондирующего сигнала и мощности излучения. Сигнал отклика принимают на второй и третьей субгармониках частоты вторичного электромагнитного поля. Важной отличительной особенностью метода является возможность осуществления дополнительной обработки сигнала отклика на восстановленной удвоенной несущей частоте излучаемого сигнала.

В результате моделирования в программной среде MATLAB произведен анализ структуры спектра переизлученного сигнала, который выявил следующие особенности [8]:

- на частоте второй гармоники подавленной несущей происходит ее восстановление, при этом уровень восстановления определяется квадратичностью аппроксимации ВАХ нелинейного объекта;
- уровень между гармониками $3\omega_0 + \Delta\omega$ и $3\omega_0 + 3\Delta\omega$ составляет 9,5 дБ, поэтому прием переизлученного сигнала на частоте $3\omega_0 + \Delta\omega$ энергетически более выгоден по отношению к приему на частоте $3\omega_0 + 3\Delta\omega$, которая используется традиционно.

В рамках выполнения работ по программе комплексного научно-исследовательского проекта «Разработка теоретических основ, экспериментальные исследования и создание макетов» был разработан макет нелинейного радара, реализующего представленный метод обнаружения и идентификации.

При испытании макета одним из тестовых устройств был выбран полуволновой вибратор, нагруженный на диод Д202. Целью эксперимента являлось восстановление ВАХ по принятым сигналам.

Принцип восстановления нелинейности заключается в использовании специального зондирующего сигнала и получении дополнительной информации о характере изменения амплитуд откликов на второй и третьей субгармониках и амплитуды восстановленной удвоенной несущей частоты при изменении разности гармоник в составе зондирующего сигнала и мощности излучения.

Тестовые испытания:

а) аппроксимация ВАХ нелинейного элемента осуществлялась степенными полиномами третьей степени – кусочно-степенным способом (сплайн-функция) [9].

Аппроксимируемый интервал разбивается на отрезки $[x_{i-1}, x_i]$. На каждом отрезке определяется отдельный полином третьей степени, который имеет непрерывные первую и вторую производные. Такая сплайн-функция обеспечивает совпадения значений в конце текущего и следующего отрезка и непрерывность первой и второй производных в точках соединения.

Вольтамперная характеристика тестового нелинейного элемента аппроксимировалась полиномом

$$y(x) = 0,0868x^3 + 0,1178x^2; \tag{4}$$

б) частоты в составе спектра зондирующего сигнала: $\omega_0 = 800$ МГц, $\Delta\omega = 20$ МГц;

в) спектр переотраженного зондирующего сигнала с измеренными амплитудами на соответствующих им частотах представлен на рисунке 3.

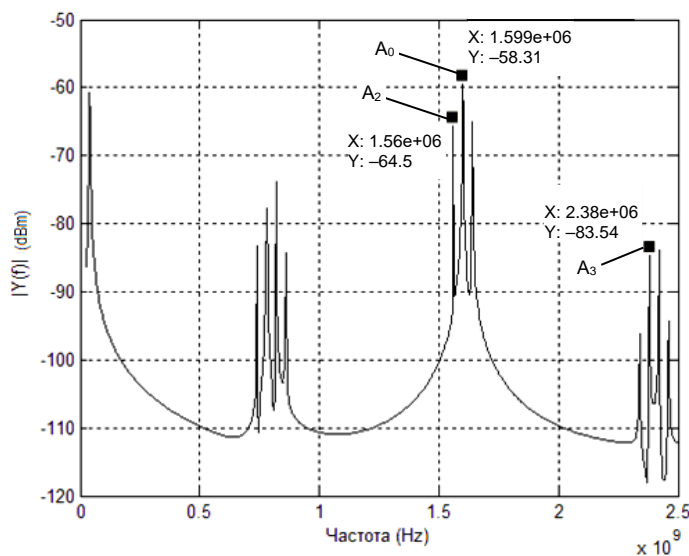


Рис. 3. Спектр переотраженного сигнала (первое измерение):

- A_0 – уровень мощности переизлученного сигнала на частоте $2\omega_0 = 1,599$ ГГц, численно равный $-58,31$ дБм;
- A_2 – уровень мощности отраженного сигнала на частоте $2\omega_0 - 2\Delta\omega = 1,56$ ГГц, численно равный $-64,5$ дБм;
- A_3 – уровень мощности отраженного сигнала на частоте $3\omega_0 - \Delta\omega = 2,38$ ГГц, численно равный $-83,54$ дБм

В результате второго измерения при изменении разности гармоник на 5 дБ в составе зондирующего сигнала и мощности излучения 5 дБ сформирован сигнал, спектр которого представлен на рисунке 4.

По приведенным результатам испытаний составлена система нелинейных уравнений, которая позволяет устранить влияние коэффициента, учитывающего ослабление распространения радиоволн до нелинейного элемента и усиление приемного тракта. Данная система решается в явном виде с помощью Matlab, что позволяет в дальнейшем рассчитать коэффициенты аппроксимирующего полинома: $a_3 = 0,083$, $a_2 = 0,1168$.

Следовательно, рассчитанный полином будет иметь вид:

$$y'(x) = a_3x^3 + a_2x^2 = 0,0838x^3 + 0,1168x^2. \tag{5}$$

Результат сравнения полинома из рассчитанных коэффициентов $y'(x)$ (4) и аппроксимирующего полинома $y(x)$ (5) представлен на рисунке 5.

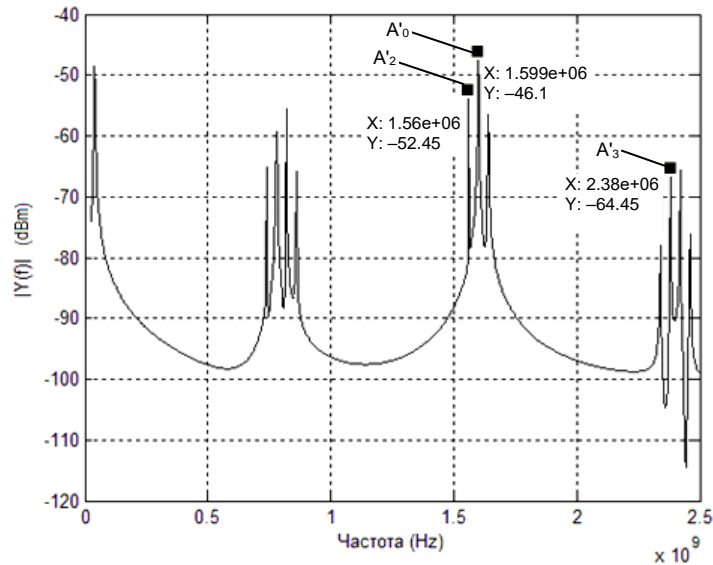


Рис. 4. Спектр переотраженного сигнала (второе измерение):

- A_0' – уровень мощности переизлученного сигнала на частоте $2\omega_0 = 1,599$ ГГц, численно равный $-46,1$ дБм;
 A_2' – уровень мощности отраженного сигнала на частоте $2\omega_0 - 2\Delta\omega = 1,56$ ГГц, численно равный $-52,45$ дБм;
 A_3' – уровень мощности отраженного сигнала на частоте $3\omega_0 - \Delta\omega = 2,38$ ГГц, численно равный $-65,45$ дБм

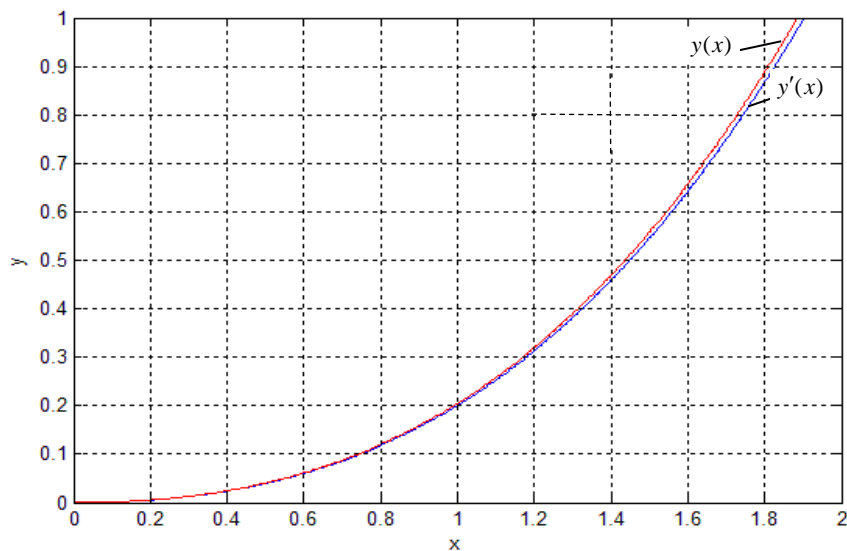


Рис. 5. Сравнение рассчитанного $y'(x)$ и аппроксимирующего $y(x)$ полиномов

Заключение. Представленный метод обработки переотраженного нелинейным объектом сигнала обеспечивает не только обнаружение, но и идентификацию нелинейности, при этом качество идентификации не уступает традиционным методам при сравнительном уровне сложности технической реализации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенов, Д.В. Нелинейная радиолокация: концепция «NR» / Д.В. Семенов // Специальная техника. – 1998. – № 3 – 4.

2. Вернигоров, Н.С. Исследование многочастотного зондирования в нелинейной радиолокации для увеличения дальности обнаружения нелинейного объекта и определения его координат / Н.С. Вернигоров // Информост. – 2006. – № 6.
3. Штейншлегер, В.Б. Нелинейное рассеяние радиоволн металлическими объектами / В.Б. Штейншлегер // Успехи физических наук. – 1984. – Т. 142, вып. 1. – С. 131.
4. Якубов, В.П. Использование сверхширокополосного излучения для диагностики нелинейностей / В.П. Якубов, Д.В. Лосев, А.И. Мальцев // Журнал радиоэлектроники. – 2000. – № 3.
5. Способ обнаружения нелинейного объекта с распознаванием типа нелинейности: пат. 2205419 Росс. Федерации, МПК G 08 B 13/28 / С.Н. Паньчев, Н.Т. Хакимов; заявл. 20.04.2001; опубл. 27.05.2003 // Бюл. – 2003. – № 15.
6. Паньчев, С.Н. Нелинейная радиолокация: методы, техника и области применения / С.Н. Паньчев, П.М. Мусабеков // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. – 2000. – № 5. – С. 54 – 61.
7. Паньчев, С.Н. Активный однопозиционный радиодальномер для измерения расстояния до объектов с нелинейными рассеивателями / С.Н. Паньчев, В.И. Подлужный, Н.Т. Хакимов // Радиотехника. 2002. – № 12. – С. 65 – 67.
8. Чертков, В.М. Использование фазоманипулированного сигнала в задачах нелинейной радиолокации // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2010. – № 3. – С. 129 – 134.
9. Калиткин, Н.Н. Среднеквадратичная аппроксимация сплайнами / Н.Н. Калиткин, Л.В. Кузьмина // Математическое моделирование. – 1997. – № 9, т. 9. – С. 106 – 116.

Поступила 04.03.2013

THE SEARCH AND DETECTION OF NON-LINEAR OBJECTS WITH RECOGNITION OF NONLINEARITY BASED ON THEIR ELECTROPHYSICAL PROPERTIES

V. CHERTKOV, S. MALTSEV

A comparative analysis of technologies for identification of nonlinear objects was made. A new method, which increases the probability of correct identifying the type of nonlinearity of the object according to their electrophysical properties, is shown. The transformation features of the spectrum of the signal are considered. The most favorable frequencies for analyzing the spectrum's structure of re-emitted signal of the probe are established. The results for the recovery of the current-voltage characteristics of the diode Д220 are presented.

УДК 532.613

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЛАГОПЕРЕНОСА В ДРЕВЕСИНЕ ПРИ ДОСУШКЕ ЭНЕРГИЕЙ СВЧ-ПОЛЯ

канд. техн. наук, доц. А.Л. АДАМОВИЧ, канд. техн. наук, доц. Ю.Г. ГРОЗБЕРГ,
Т.А. БУЛЬБЕНКОВА, О.А. КИЗИНА
(Полоцкий государственный университет)

Разработана физико-математическая модель теплового и влажностного переноса при сушке материалов в области ниже предела гигроскопичности, в том числе и с учетом нагрева энергией СВЧ-поля. Проведено численное решение разработанной системы уравнений для трех случаев сушки древесной пластины: конвективной, энергией СВЧ-поля и комбинированной, сочетающей два предыдущих способа. Представлены результаты численных расчетов, включающие распределение температуры, давления пара и влагосодержания в сечении пластины в различные моменты времени, а также изменение среднего влагосодержания и температуры в процессе сушки. Проанализированы результаты расчетов и сделаны выводы о различиях и особенностях конвективного, СВЧ и комбинированного нагрева и сушки.

Введение. Нагрев и сушка влажных материалов энергией СВЧ-поля имеет ряд преимуществ по сравнению с конвективным нагревом: большая скорость прогрева материала; создание градиента движения влаги и пара от центра материала к краям в течение всего процесса сушки; антисептический эффект, уменьшающий гниение материала. Недостатком является небольшая глубина проникновения СВЧ-поля в материал с высоким влагосодержанием, что значительно ограничивает объем загружаемого материала.

На рисунке 1 приведен график зависимости глубины проникновения СВЧ-поля частотой 2,45 ГГц по мощности δ_p во влажную древесину, полученный по выражению:

$$\delta_p = \frac{1}{2 \cdot \alpha},$$

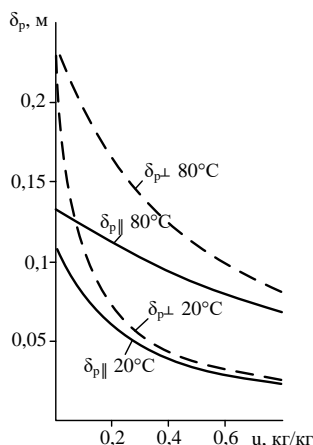
где α – постоянная затухания,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon'}{2} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right)^2} - 1 \right)}. \quad (1)$$

Здесь ϵ' , ϵ'' – вещественная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости древесины, полученные в [1].

Согласно расчетам глубина проникновения энергии СВЧ-поля в древесину при перпендикулярной ориентации вектора напряженности относительно волокон при влагосодержании $u = 0,6 \dots 0,8$ кг/кг и температуре $T = 20$ °C составляет менее 0,03 м, а при влагосодержании $u = 0,3 \dots 0,4$ кг/кг – 0,05...0,06 м, что примерно в 2 раза больше.

Рис. 1. Зависимость глубины проникновения СВЧ-энергии ($f_p = 2,45$ ГГц) в древесину от ее влагосодержания при температурах 20 и 80 °C при параллельной и перпендикулярной ориентации вектора напряженности СВЧ-поля относительно волокон



В связи с этим сушка с применением доступных по стоимости бытовых магнетронов с рабочей частотой СВЧ-поля $f_p = 2,45$ ГГц более целесообразна для досушки материалов до конечного влагосодержания 8...10 %, предварительно высушенных до влагосодержания $u = 0,3 \dots 0,4$ кг/кг более дешевыми способами, например, атмосферной сушкой.

Постановка задачи. Рассмотрим одномерный случай сушки пластины из древесины (рис. 2) толщиной 50 мм с начальным влагосодержанием $u_0 = 0,25$ кг/кг и температурой $T_0 = 20$ °C при помощи конвективного нагрева горячим воздухом, нагрева энергией СВЧ-поля и комбинированного нагрева, сочетающего два указанных способа. Пластина расположена на расстоянии $\lambda/4 \approx 30$ мм над металлическим поддоном, отражающим прошедшую через нее волну. Для трех способов сушки необходимо определить распределение температуры T , давления пара P и влагосодержания u в сечении пластины в разные моменты времени, а также изменение среднего влагосодержания $\langle u \rangle$ и температуры $\langle T \rangle$ пластины в процессе сушки.

Для моделирования сушки использовалась система дифференциальных уравнений, описывающая теплообмен в капиллярно пористом теле в процессе сушки, предложенная и апробированная Н.Н. Гринчиком [2] и дополненная к случаю сушки энергией СВЧ-поля уравнением Гельмгольца [3]. Необходимые физические параметры древесины принимались по [4; 5] для сосны.

При влагосодержаниях древесины ниже предела гигроскопичности $u < 30 \%$, когда вода находится в связанном состоянии, пренебрегаем диффузией воды и течениями в тонких пленках, принимая проницаемость жидкой фазы равной нулю, система уравнений будет иметь вид:

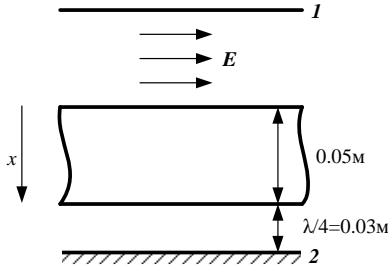


Рис. 2. Геометрия задачи моделирования

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = I, \quad (2)$$

$$\frac{M_v}{RT} \left(m - \frac{\rho_0 u}{\rho_l} \right) \frac{\partial P}{\partial t} - \nabla K V \nabla P = -I, \quad (3)$$

$$\rho C_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \lambda \nabla T = Q + LI, \quad (4)$$

где $KV = \rho_v \frac{k k_v}{\mu_v}$, k_v – относительная фазовая проницаемость пара, $k_v = \left(\frac{u_{max} - u}{u_{max} - u_{cr}} \right)^{3,5}$; ρ_v – давление пара, $\rho_v = P M_v / (RT)$; M_v – молярная масса пара 0,018 кг/моль; m – пористость, равная 0,7; ρC_{eff} – эффективная объемная теплоемкость, $\rho C_{eff} = (1-m)C_{ps} \cdot \rho_s + m \theta_v \rho_v C_{pv} + m \theta_l \rho_l C_{pl}$ (C_{ps} , C_{pv} , C_{pl} – теплоемкость сухой древесины, пара и воды соответственно 1,56, 2 и 4,2 кДж/(кг·К); ρ_0 – плотность сухого материала 480 кг/м³; ρ_l – плотность воды 1000 кг/м³; θ_v и θ_l – насыщенность тела паром и водой соответственно, связанные соотношением $\theta_v = 1 - \theta_l = 1 - \rho_0 \frac{u}{m \rho_l}$; λ – коэффициент теплопроводности

$\lambda = \lambda_0 \cdot \lambda_{x0} \cdot \lambda_{\rho\lambda}$, $\lambda_0 = 0,00222u(T + 273) + 10^{0,295(\lg 100u - 1,022)}$, $\lambda_{\rho\lambda} = \frac{1}{1,846 - 0,00175 \cdot \rho_0}$; ρ_0 – базисная плотность 400 кг/м³;

k – абсолютная проницаемость (поперек волокон) 10^{-17} м^2 ; μ_v – коэффициент динамической вязкости пара $1,6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с); R – универсальная газовая постоянная 8,31 Дж/(моль·К); Q – мощность внутренних источников тепла за счет действия микроволн, Вт/м³; u_{max} – максимальное влагосодержание 1,8 кг/кг; u_{cr} – критическое влагосодержание 0,3 кг/кг; m – пористость 0,7.

Теплота десорбции:

$$L = r_0 + \frac{R \cdot T^2}{M_l} \left(\frac{\partial \ln P_e}{\partial T} \right) = r_0 + \frac{R \cdot T^2}{P_e \cdot M_l} \left(\frac{\partial P_e}{\partial T} \right), \quad (5)$$

где r_0 – теплота испарения свободной влаги, равная $2,3 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Интенсивность I обмена между фазами в условиях локального термодинамического равновесия, когда влагосодержание, давление пара и температура в локальном объеме связаны изотермой десорбции, согласно [2], можно определить как

$$I = \rho_0 \frac{\partial u_e(P, T)}{\partial t}, \text{ или } I = \rho_0 \frac{\partial u_e(P, T)}{\partial t} = \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial P} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (6)$$

Следует отметить, что аналогичные результаты расчета получим, если интенсивность I массообмена между фазами задавать по формуле, предложенной П.В. Акуличем [6]:

$$I = \frac{\gamma}{P_s} (P - P_e). \quad (7)$$

Кроме того, данное выражение позволяет проводить расчет и неравновесного процесса сушки. Окончательно система уравнений тепломассообмена с учетом выражения (6) для I :

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} - \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial P} \right) \frac{\partial P}{\partial t} - \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{M_v}{RT} \left(m - \frac{\rho_0 u}{\rho_l} \right) \frac{\partial P}{\partial t} - \nabla K V \nabla P + \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial P} \right) \frac{\partial P}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \quad (9)$$

$$\rho C_{eff} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \lambda \nabla T - L \cdot \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial P} \right) \frac{\partial P}{\partial t} - L \cdot \rho_0 \left(\frac{\partial u_e}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} = Q. \quad (10)$$

Для вычисления производных $\frac{\partial P_e}{\partial T}$, $\frac{\partial u_e}{\partial P}$, $\frac{\partial u_e}{\partial T}$ используется выражение изотермы десорбции древесины, которая, по Г.С. Шубину [5], при влагосодержании до 30 % описывается выражением:

$$u_e = 10,6^j \frac{(3,27 - 0,015(T - 273))}{100}, \quad (11)$$

где φ – влажность, связанная с давлением пара P соотношением через давление насыщенного пара P_s :

$$\varphi = \frac{P}{P_s}, \quad P_s = 10^5 (T/373)^{15}. \quad (12)$$

Начальные и граничные условия:

$$u_0 = 0,25 \text{ кг/кг}; \quad T_0 = 300 \text{ К}; \quad P_0 = P_e(u_0, T_0);$$

$$u = u_e(P, T); \quad -\mathbf{n} \cdot \left(\rho_v \frac{kk_v}{\mu_v} \nabla P \right) = \beta(P_{\text{inf}} - P); \quad -\mathbf{n} \cdot (\lambda \nabla T) = \alpha(T_{\text{inf}} - T) + L \cdot \beta(P_{\text{inf}} - P), \quad (13)$$

где P_{vinf} – давление пара в камере, Па, которое определялось по *id*-диаграмме в зависимости от влажности и температуры воздуха; T_{inf} – температура в камере, К; β – коэффициент парообмена, кг/(м²с·Па); α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²К).

Мощность внутренних источников тепла за счет действия микроволн частотой f :

$$Q = 0,5 \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon'' \cdot |E|^2. \quad (14)$$

Распределение напряженности E СВЧ-поля описывается уравнением Гельмгольца, которое в одномерном случае имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{\partial E}{\partial x} - \varepsilon \cdot k_0^2 \cdot E = 0, \quad (15)$$

где k_0 – волновое число, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{0,12236} = 51,35$ рад/м; ε – комплексная диэлектрическая проницаемость [1].

На границе 1 (см. рис. 1) задавалось условие 1-го рода (Дирихле), описывающее согласованный источник СВЧ-волны напряженностью E_0 :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = E_0 k_0 2j - k_0 j E. \quad (16)$$

Мощность падающего поля определялась по заданной напряженности источника E_0 :

$$P_0 = 0,5 \cdot E_0^2 / 377 \text{ Вт/м}^2.$$

На границе 2 задавалось равенство нулю тангенциальной составляющей СВЧ-волны в виде условия 2-го рода (Нейман), описывающего полное отражение СВЧ-волны:

$$E = 0. \quad (17)$$

На границе раздела сред напряженность электрического поля E удовлетворяет условию непрерывности.

Обсуждение результатов. Численное решение системы уравнений (8) – (10), (15) с начальными и граничными условиями (13), (16) и (17) проводилось методом конечных элементов.

Согласно результатам моделирования, представленным на рисунке 3, видно различие между тремя способами сушки пластины:

- при СВЧ-сушке температура и давление пара (рис. 3, б, д) повышаются в центре пластины, где происходит интенсивное испарение влаги, ее движение к краям и конденсация на более холодных участках (рис. 3, и);

- при конвективной сушке увеличение температуры и давления начинается от краев образца с распространением к центру (рис. 3, а, з). Комбинированный нагрев и сушка протекают быстрее (рис. 3, л, м) и при более равномерном распределении температуры и влагосодержания в сечении пластины (рис. 3, в, к);

- при комбинированной сушке коэффициент отражения $|S_{11}|$ снижается (рис. 3, н), в отличие от СВЧ-сушки, где повышенные отражения СВЧ-волны связаны с увеличением влагосодержания на краевых участках.

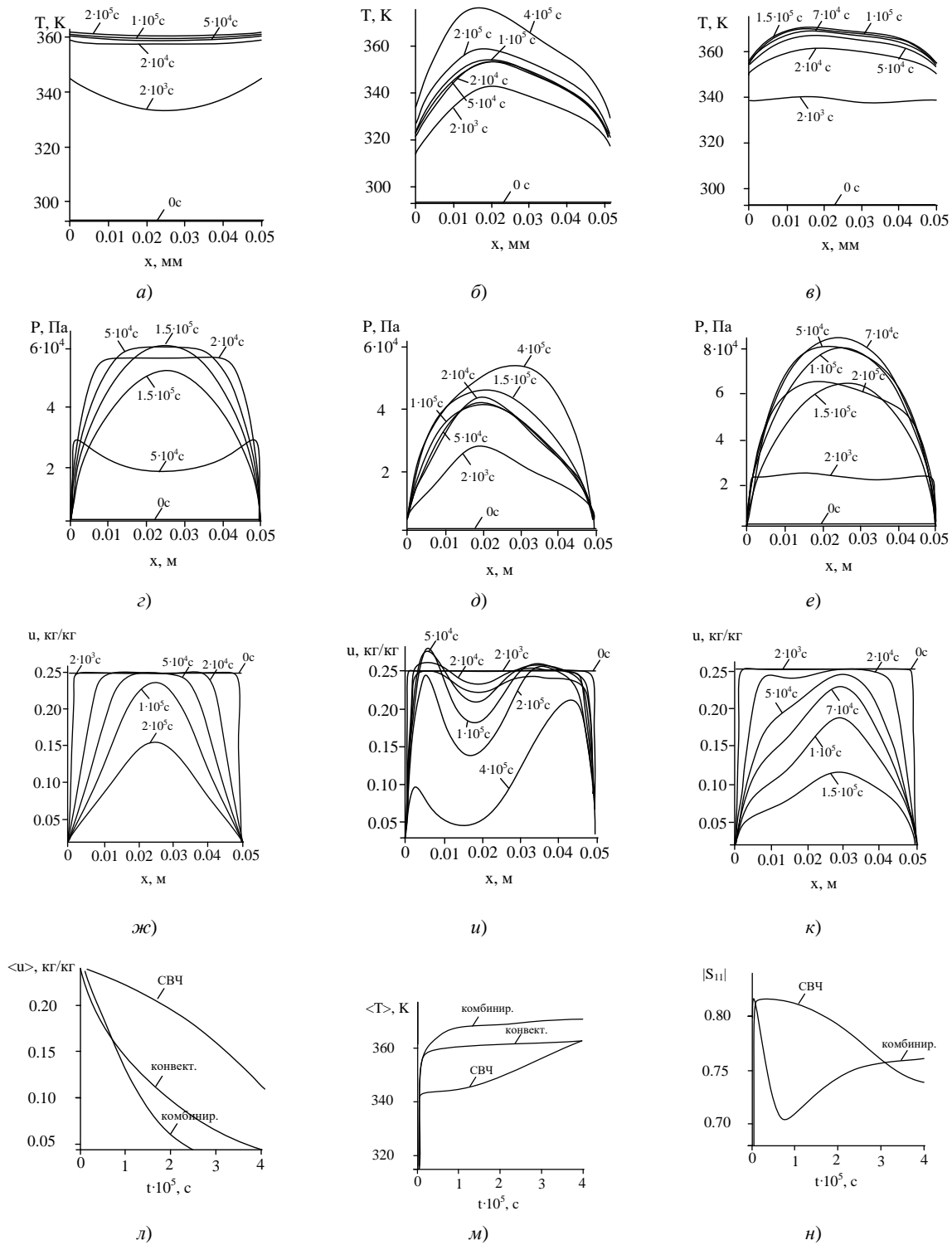


Рис. 3. Распределение в пластине температуры T (а, б, в), давления пара P (г, д, е) и влагосодержания u (ж, и, к) при конвективной (а, г, ж), СВЧ (б, д, и) и комбинированной сушке (в, е, к).

Изменение среднего влагосодержания $\langle u \rangle$ (л) и температуры $\langle T \rangle$ (м) пластины,

а также коэффициента отражения $|S_{11}|$ (н) в процессе сушки.

Параметры конвективной сушки: $\beta = 1 \cdot 10^{-7}$ кг/(м²·с·Па), $\alpha = 20$ Вт/(м²·К), $\varphi = 4$ %, $T_{inf} = 90$ °С, $P_{inf} = 2600$ Па;

СВЧ: $E_0 = 1650$ В/м, $\beta = 1 \cdot 10^{-7}$ кг/(м²·с·Па), $\alpha = 20$ Вт/(м²·К), $\varphi = 97$ %, $T_{inf} = 20$ °С, $P_{inf} = 2600$ Па;

комбинированной: $E_0 = 950$ В/м, $\beta = 1 \cdot 10^{-7}$ кг/(м²·с·Па), $\alpha = 20$ Вт/(м²·К), $\varphi = 91$ %, $T_{inf} = 70$ °С, $P_{inf} = 2600$ Па

На рисунке 4 приведены зависимости, по которым можно ориентировочно определить необходимую мощность СВЧ-генераторов для нагрева 1 м³ древесины при заданной скорости нагрева.

Указанные зависимости справедливы при условии полного поглощения СВЧ-энергии древесиной, отсутствия тепловых потерь и затрат на испарение влаги и построены по соотношению:

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{P_0}{\langle C_p \rho \rangle}. \quad (18)$$

На рисунке 5 показано изменение средней температуры пластины $\langle T \rangle$ при нагреве конвективным способом и СВЧ-энергией без сушки (задавался нулевой поток пара на границах пластины). Напряженность падающего СВЧ-поля подбиралась такой, чтобы в процессе нагрева локальная температура в пластине не превышала 100 °С. Видно, что повышение температуры при СВЧ-нагреве происходит практически линейно. Время нагрева до температуры 360 К при СВЧ-нагреве полем с $E_0 = 1000$ В/м и 1500 В/м составляет $t = 2850$ с и $t = 1270$ с соответственно, что гораздо меньше, чем при конвективном нагреве, которое составило $t = 5000$ с. Время СВЧ-нагрева уменьшается пропорционально увеличению Q или E_0^2 .

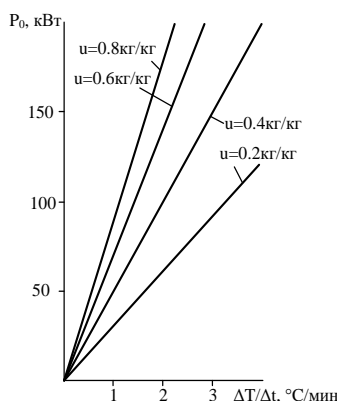


Рис. 4. Зависимость необходимой мощности СВЧ-генераторов от заданной скорости нагрева 1 м³ древесины

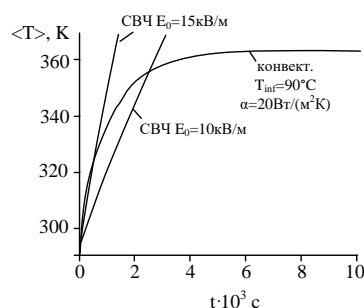


Рис. 5. Изменение средней температуры пластины при конвективном и СВЧ-нагреве

На рисунке 6 представлены результаты расчета поглощенной мощности Q СВЧ-поля, затраченной на сушку пластины от $\langle u \rangle = 0,25$ кг/кг до 0,1 кг/кг, в зависимости от коэффициента теплообмена α . Как видно, при СВЧ-сушке для снижения затрачиваемой мощности необходимо значительно уменьшать коэффициент теплообмена (например, путем создания теплоизоляции камеры сушки, исключения стоков тепла) или помещать материал на время прогрева в теплоизолирующий диэлектрический кожух.

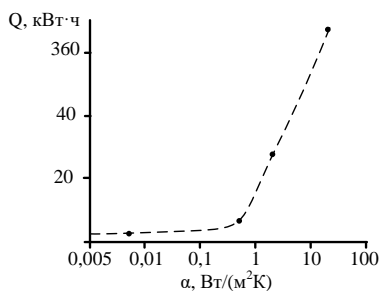


Рис. 6. Влияние коэффициента теплообмена на затрачиваемую энергию СВЧ-поля

Заключение. Выбор толщины нагреваемых пиломатериалов можно сделать в соответствии с рисунком 1, где приведен расчет глубины проникновения СВЧ-энергии частотой поля 2,45 ГГц в древесину при различном влагосодержании, температуре и ориентации вектора поля относительно волокон. Так, глубина проникновения при низких температурах нагрева меньше, чем при более высоких. Нагрев толстых сортов с толщиной, большей, чем глубина проникновения, возможен при медленном начальном СВЧ-прогреве до достижения более высокой температуры, при которой глубина проникновения больше.

Наибольшую скорость имеет комбинированная сушка, совмещающая конвекционный нагрев с СВЧ-нагревом, что обеспечивает нужный градиент движения влаги и пара, направленного к границам материала, а также условия активного испарения влаги с поверхности материала теплым агентом сушки. При этом в целях экономии энергии обязательна теплоизоляция камеры сушки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Определение комплексной диэлектрической проницаемости древесины в СВЧ-диапазоне / А.Л. Адамович // Вестн. Полоц. гос. ун-та. Сер. С. Фундаментальные науки. – 2005. – № 10. – С. 37 – 43.
2. Гринчик, Н.Н. Процессы переноса в пористых средах, электролитах и мембранах. – Минск: АНК Ин-т теплообмена им. А.В. Лыкова АН БССР, 1991. – 251 с.
3. Моделирование процессов термовлагопереноса в капиллярно-пористых средах / С.П. Кундас, Н.Н. Гринчик, И.А. Гишкелюк, А.Л. Адамович. – Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 2007. – 292 с.
4. Кречетов, И.В. Сушка древесины / И.В. Кречетов. – 3-е изд. перераб. – М.: Лесная промышленность, 1980. – 432 с.
5. Шубин, Г.С. Сушка и тепловая обработка древесины / Г.С. Шубин. – Минск: Лесная промышленность, 1990. – 336 с.
6. Акулич, П.В. Термодинамические процессы в технике сушки / П.В. Акулич. – Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси, 2002. – 268 с.

Поступила 01.03.2013

**SIMULATION OF HEAT AND MOISTURE TRANSFER
IN WOOD DURING MICROWAVE FINAL DRYING**

A. ADAMOVICH, Y. GROZBERG, T. BULBENKOVA, O. KIZINA

The physical and mathematical model of heat and moisture transfer during the drying of materials in the field below water absorption, also taking into account the heating energy of the microwave field is developed. The numerical solution of the developed system of equations for the three cases of wood plate drying is conducted: convective energy of the microwave field and combined, combining the two previous methods. The results of the numerical calculations, which include the distribution of temperature, vapor pressure and moisture content in the cross section of the plate at different times, as well as changes in the average moisture content and temperature in the drying process, are presented. Calculation results and conclusions about the differences and characteristics of convective, microwave and combined heating and drying are analyzed.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Залесский В.Г., Богуш Р.П.</i> Становление и развитие научных исследований в области электрофизики и информационных технологий в Полоцком государственном университете	2
---	---

ИНФОРМАТИКА

<i>Соловьев В.И., Рыбальский О.В., Железняк В.К.</i> Локализация следов обработки сигнала в задачах монтажа аудиозаписи.....	5
<i>Янушкевич В.Ф.</i> Моделирование физических процессов в анизотропной среде в режиме двухчастотного взаимодействия	12
<i>Дворников С.В., Борисов В.В., Москалец А.Г., Казаков Е.В., Железняк А.В., Рябенко Д.С.</i> Демодулятор сигналов относительной фазовой манипуляции с адаптивным порогом принятия решения	18
<i>Глухова Т.М.</i> Комбинирование стратегий поиска решений в задачах расчета систем нелинейных сингулярных уравнений	22
<i>Пекарь Д.В., Садов В.С.</i> Алгоритм семантического анализа языковой составляющей речевого сообщения	28
<i>Железняк В.К., Барков А.В.</i> Обнаружение и компенсация зашумленных импульсных последовательностей	35
<i>Питолин В.Е.</i> Применение имитационной модели для оптимизации параметров тепловой электростанции в составе энергосистемы.....	40
<i>Кременя К.И., Янушкевич В.Ф.</i> Моделирование эллиптической щелевой антенны в программном пакете High Frequency System Simulator	46

ФИЗИКА

<i>Барченко В.Т., Виноградов М.Л.</i> Исследование и моделирование сенсора гелия для портативного теческателья	50
<i>Смягликов И.П., Чубрик Н.И.</i> Зондовая диагностика плазмы катодно-дугового разряда, используемого для синтеза алмазоподобных углеродных покрытий	57
<i>Груздев В.А., Залесский В.Г., Солдатенко П.Н.</i> Плазменный электронно-ионный источник	63
<i>Вабищевич Н.В., Вабищевич С.А., Бринкевич Д.И., Оджаев В.Б., Просолович В.С., Янковский Ю.Н., Простомолотов А.И.</i> Дефектообразование в фоторезисте за слоем внедрения ионов	69
<i>Голосов Д.А., Завадский С.М., Мельников С.Н.</i> Сквозное моделирование процессов нанесения покрытий при магнетронном распылении.....	75
<i>Остриков О.М.</i> Дислокационная модель нетонкой границы двойниковой прослойки.....	83
<i>Хилько Д.Н.</i> Электромагнитные процессы в ферропорошковой среде при формировании поверхности изделия	96
<i>Чертков В.М., Мальцев С.В.</i> Поиск и обнаружение нелинейных объектов с распознаванием типа нелинейности на основе их электрофизических свойств	105
<i>Адамович А.Л., Грозберг Ю.Г., Бульбенкова Т.А., Кизина О.А.</i> Моделирование тепловлагопереноса в древесине при досушке энергией СВЧ-поля	110