

ЧАСТЬ 4. СПЕКТРОСКОПИЯ. ТОМОГРАФИЯ. ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОВОЛН

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НАНОМЕТРОВЫХ ПЛЕНОК ХРОМА НА КВАРЦЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ В.Г. Андреев, В.А. Вдовин, В.А. Сотников	4
ВЫДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МЕТОДЕ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ В.Г. Беспалов, Н.В. Петров	7
СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФОСФОРОСЛИКАТНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ Л.И. Булатов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, А.А. Умников, А.П. Сухоруков.....	10
СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОТОННОЕ ЭХО С ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ ДАННЫХ В РЕЖИМЕ ХОПФИЛДА-ЛИТТЛА В.Е. Воробьёва, А.А. Калачев, В.В. Самарцев	13
ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ТУШЕНИЯ В.А. Зуйков, А.А. Калачёв, К.Р. Каримуллин, В.В. Самарцев, А.Д. Тиранов	16
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА В РЕЖИМЕ ИХ МНОГОИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В.Т. Сидорова, И.И. Попов, М.Ю. Кокурин	19
РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С.В. Петрушкин.....	22
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ В ПРИМЕСНОМ КРИСТАЛЛЕ НА ОСНОВЕ ТРЕХУРОВНЕГО И ЧЕТЫРЕХУРОВНЕГО ПРИБЛИЖЕНИЯ А.Е. Михайлов, С.В. Петрушкин	24

СПИНОВОЕ СОСТОЯНИЕ МОЛЕКУЛ ПАРА-ВОДЫ И ОРТО-ВОДЫ В
ГАЗЕ И ЖИДКОСТИ

В.К. Конюхов..... 27

АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛ ВОДЫ В ПОРИСТО-
ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, В.И. Тихонов, А.А. Волков..... 28

МОДЕЛЬ ШТАРКОВСКОЙ СОРТИРОВКИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ПО
ВРАЩАТЕЛЬНЫМ СОСТОЯНИЯМ

**А.А. Лескин, В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, В.И. Тихонов,
А.А. Волков 30**

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОРТИРОВКЕ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ПО
ВРАЩАТЕЛЬНЫМ СОСТОЯНИЯМ НА ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, В.И. Тихонов, А.А. Волков..... 32

СТАТИСТИКА БОКОВЫХ СМЕЩЕНИЙ ЛУЧА ПРИ
РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ С
РЕГУЛЯРНОЙ РЕФРАКЦИЕЙ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько 34

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСЫПАНИЙ ПО
РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ И ПО ДАННЫМ
УФ-СПЕКТРОМЕТРИИ

Е.С. Андреева, С.А. Калашникова, В.Е. Куницын..... 37

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ
СТРАТОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРА
СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В МИЛЛИМЕТРОВЫХ
ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

Д.А. Караштин, Д.Н. Мухин, Н.К. Скалыга, А.М. Фейгин 40

РОЛЬ КОСМИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В
ОБРАЗОВАНИИ И РАЗВИТИИ БИОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

М.Г. Гапочка..... 43

ПРИМЕНЕНИЕ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО СЕНСОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю.К. Алешин, А.Б. Васильев, А.П. Сухоруков..... 45

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ВОДОНЕФТЯНЫЕ ЭМУЛЬСИИ Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, С.В. Березин	48
ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ МИКРОСПЕКТРОСКОПИИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РУБИНОВЫХ ЗОНДОВ К.Р. Каримуллин, Ю.Г. Вайнер, И.Ю. Ерёмчев, А.В. Наумов	51
ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРА Г.А. Князев, В.Б. Волошинов.....	54
ЭЛЕКТРОПОЛЕВАЯ ТОМОГРАФИЯ: РЕКОНСТРУКЦИЯ ОБЪЕКТОВ А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин.....	57
ФМР, МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОСТРУКТУР $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}/(\text{a-Si})_y$ В.А. Вызулин, А.В. Горобинский, Ю.Е. Калинин, Е.В. Лебедева, А.В. Ситников, Н.Е. Сырьев, Ю.И. Чекрыгина, И.Т. Трофименко, И.Г. Шипкова	60

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ НАНОМЕТРОВЫХ ПЛЕНОК ХРОМА НА КВАРЦЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

В.Г. Андреев¹, В.А. Вдовин², В.А. Сотников³

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

²ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

³Московский физико-технический институт

В последнее время проявляется большой интерес к исследованию свойств металлических пленок на высоких частотах. Наиболее ярко эти эффекты выражены в процессе прохождения излучения через тонкую металлическую пленку, толщина которой много меньше толщины скин-слоя. В этом случае металлическая пленка оказывается сильно отражающей и имеет максимум поглощения в диапазоне несколько нм. Поэтому такие пленки нашли широкое применение в качестве поглотителя микроволнового излучения в термоакустических датчиках СВЧ импульсов наносекундной длительности [1].

Отличительной особенностью термоакустических СВЧ датчиков является использование слоистой структуры, состоящей из радиопрозрачного окна, поглощающей среды в виде металлической пленки нанометровой толщины и жидкости. В работах [2,3] было экспериментально показано, что при нормальном падении непрерывного СВЧ излучения на структуру кварцевая подложка – алюминиевая пленка – воздух поглощение СВЧ энергии составляло порядка 50% от падающей энергии излучения. Максимум коэффициента поглощения наблюдался при толщине пленки в диапазоне от 2 до 3 нм. Принципиально важным оказалось то, что коэффициент отражения при этом был порядка 40%, а коэффициент прохождения не превышал 10%, что уменьшало возможность паразитной акустической генерации в граничащей с пленкой жидкости. Измерения оптических коэффициентов отражения и прохождения проводились на длине волны 8 мм.

Отметим, что зависимости оптических коэффициентов для используемой трехслойной структуры сохраняют свой вид (не зависят от частоты) для длин волн, толщина скин-слоя которых значительно превышает среднюю длину свободного пробега электронов проводимости в металле при комнатной температуре. Это условие определяет верхнюю частотную границу полосы приемного излучения термоакустических датчиков [1], которая для некоторых металлов может составлять 10^{13} Гц.

В данной работе исследуется поведение коэффициентов отражения, прохождения и поглощения нанометровых пленок хрома, напыленных на кварцевую подложку.

Исследуемые пленки хрома были получены методом магнетронного распыления в вакууме. Действие магнетронного источника основано на распылении материала мишени-катода при его бомбардировке ионами

рабочего газа, образующимися в плазме аномально тлеющего разряда, возбуждаемого в скрещенных электрическом и магнитном полях. Возникающая при этом вторичная эмиссия поддерживает разряд и обуславливает распыление материала мишени-катода. Магнетронная распылительная система является одной из разновидностей схем диодного распыления.

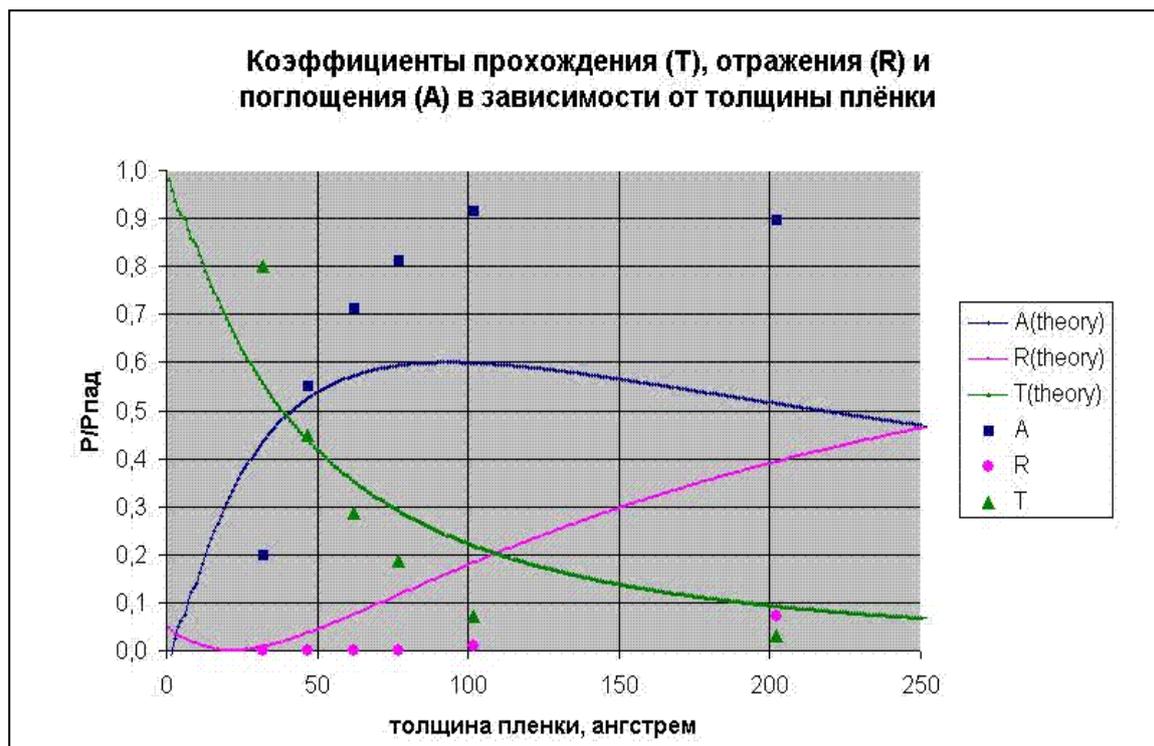
Основные преимущества магнетронного способа распыления – высокая скорость нанесения пленки и точность воспроизведения состава распыляемого материала. Магнетронное распыление позволяет получать покрытия практически из любых металлов, сплавов и полупроводниковых материалов без нарушения стехиометрического состава. В зависимости от состава рабочей атмосферы (долей кислорода, азота, диоксида углерода, сернистых газообразных соединений) можно получать пленки оксидов, нитритов, карбидов, сульфитов различных материалов, в том числе и таких, которые невозможно получить методом термического испарения.

Измерения оптических характеристик пленок хрома на частотах СВЧ диапазона проводились по методике [3]. Экспериментальная установка включала в себя измеритель КСВН панорамный Р2-67, согласующее устройство, термисторную головку М5-45 и измеритель мощности МЗ-22А. схема установки позволяла одновременно проводить измерения коэффициентов отражения и прохождения. Согласующее устройство фиксировало стеклянную пластину с пленкой диаметром 23 мм. Калибровка коэффициента отражения проводилась по отражениям металлической пластины в месте нахождения пленки хрома. Коэффициент поглощения A рассчитывался по формуле:

$A=1-R-T$, где R – коэффициент отражения, $R=P_{отр}/P_{пад}$, T – коэффициент прохождения, $T=P_{пр}/P_{пад}$; $P_{пад}$, $P_{отр}$, $P_{пр}$ – мощности, соответственно, падающей, отраженной и прошедшей волн.

На рис.1 представлены теоретические и экспериментальные результаты оптических коэффициентов для случая падения волны со стороны стекла (вариант – диэлектрик (кварцевое стекло), металл, диэлектрик (воздух)). Из теоретических зависимостей видно, что максимум поглощения составляет 60% при толщине пленки 100 ангстрем, коэффициент прохождения при этом составляет 22%. Измерения, проведенные на длине волны 8 мм, показали, что коэффициент поглощения имеет максимум при толщине пленки хрома порядка 100 Å, поглощение при этом составляет около 90%. В отличие от подобных измерений, проведенных с пленками алюминия [2,3], наблюдается соответствие теоретического и экспериментального значений положения максимума поглощения при 100 Å. Это подтверждает вывод работы [3], что при толщинах 15-20 Å сплошная алюминиевая пленка еще не сформирована, что существенно влияет на величину проводимости. При

толщине же 100 Å пленка хрома является сплошной и однородно сформированной.



Из рисунка видно значительное расхождение величины максимума поглощения: теория - 60 %, эксперимент - 90%. Этот вопрос требует дальнейших исследований и уточнения методики измерений.

В заключение отметим, что исследованные пленки хрома на стеклянной подложке можно использовать в качестве поглотителей в термоакустических датчиках мощных импульсов СВЧ излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 07-08-00415.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин // ПТЭ. 2009. №2. С. 81.
2. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин, П.С. Воронов // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 22. С. 68.
3. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин, П.С. Воронов // Известия Академии Наук. Серия Физическая. 2003. Т. 67. № 12. С. 1763.

ВЫДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МЕТОДЕ ЦИФРОВОЙ СПЕКЛ-ФОТОГРАФИИ

В.Г. Беспалов, Н.В. Петров

*Санкт-Петербургский Государственный университет информационных Технологий,
Механики и Оптики*

В данной работе корреляционному RGB-канальному анализу подверглись изображения спекл-структур сформированные излучением суперконтинуума из микроструктурированного волокна. В качестве источника излучения использовался $\text{Er } 3^+$ фемтосекундный волоконный лазер Avesta EFOA – SH, вторая гармоника, $\lambda = 780$ нм, длительность импульса ~ 130 фс, частота следования – 50 МГц, мощность излучения - 56 мВт. Излучение от лазера посредством трех координатной подвижки через микрообъектив подавалось в микроструктурированное волокно с кварцевой серединой, в котором образовывалось излучение суперконтинуума. Излучение суперконтинуума целиком, и его отдельные спектральные компоненты, выделенные с помощью светофильтров, подавались на двигавшийся рассеивающий экран, формировавший спекл-структуры, которые регистрировались цифровой фотокамерой Nikon D50, обладающей заметной чувствительностью к свету 700 – 850 нм.

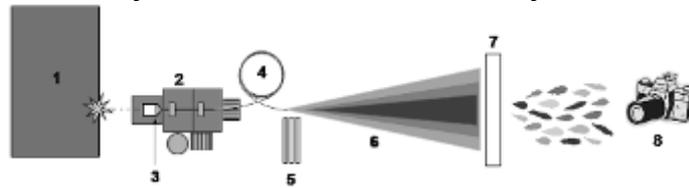


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – $\text{Er } 3^+$ фемтосекундный волоконный лазер, 2 – 3х координатная подвижка, 3 – микрообъектив, 4 – микроструктурированное волокно, 5 – набор светофильтров для выделения спектральных компонент, 6 – излучение суперконтинуума, 7 – рассеивающий экран, 8 – цифровая фотокамера.

В результате работы, были получены контрастные спекл-структуры, как от полного спектра суперконтинуума, так и от отдельных его спектральных компонент (рис. 2). Анализ полученных изображений спекл-структур показал возможность применения данного излучения суперконтинуума в качестве источника в методе цифровой спекл-фотографии. Погрешность на каждой из компонент спектра составила 50 мкм.

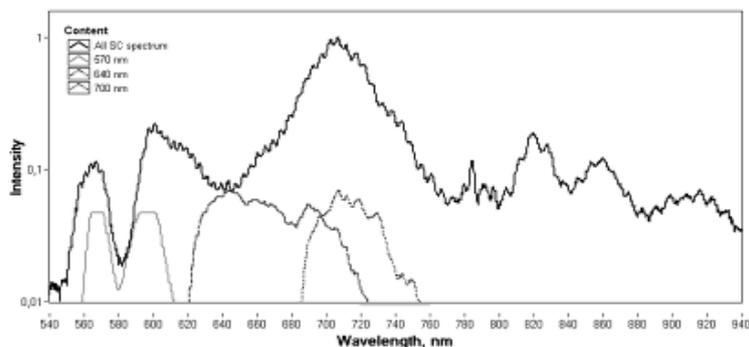


Рис. 2. выделенные спектральные компоненты, слева направо: 1 - компонента с центром в 570 нм, 2 – 640 нм, 3 – 700 нм.

Для обработки спекл-фотографий с целью определения тангенциального перемещения и скорости амплитудных и/или фазовых объектов в различных точках использовался корреляционный алгоритм Хантли (Huntley) [1], модифицированный Сьодалом и Бенкертом (Sjodahl and Benckert) [2]. Положение главного максимума полученной корреляционной функции полностью характеризует тангенциальный сдвиг, которые претерпел данный фрагмент объекта за время между двумя экспозициями. В случае с широкополосным излучением, шум на корреляционных функциях становится сравнимым с корреляционным пиком.

Отношение сигнал/шум для корреляционных функций зависит от контраста полученных спекл-структур. Одним из вариантов по улучшению этого отношения для спектральных компонент суперконтинуума, является использование соответствующих им аппаратных функций регистрирующего приемника. В частности, может быть полезна регистрация конкретных компонент спектра в цветовых каналах коммерческих ПЗС – матриц, поскольку это наиболее простой и дешевый способ, не требующий изготовления специализированных ПЗС - матриц. Что и было продемонстрировано экспериментально. Съемка производилась в RAW-файл, затем, с помощью некоммерческого RAW - конвертора «DCRaw» данные преобразовывались в 16-битный Tiff-файл без цветовой интерполяции, из которого с помощью программного пакета NI Labview выделялись R, G и B компоненты согласно их расположению в ячейках Байеровского фильтра. В целом, анализ корреляционных функций изображений, извлеченных из цветовых каналов ПЗС матрицы, показал лучшую различимость корреляционного пика на фоне шума, как для излучения суперконтинуума, так и для его спектральных компонент (рис. 3). Такая концепция метода цифровой спекл-фотографии позволяет извлекать из одного источника широкополосного излучения суперконтинуума дополнительную информацию о наблюдаемом объекте. Например, появляется возможность реализовать наблюдение в объеме.

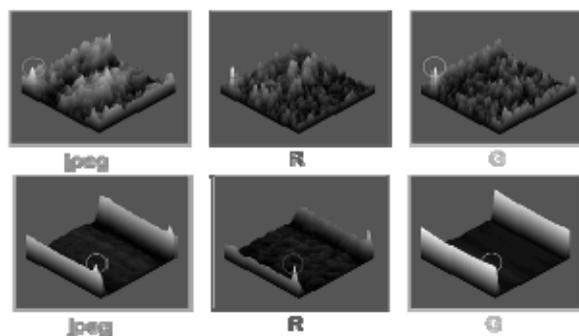


Рис. 2. Функции корреляции двух последовательно сделанных изображений без и с разбиением на R и G каналы. В качестве источника: (верх) – полный спектр суперконтинуума, (низ) – спектральная компонента с центром 640 нм.

Полное восстановление волнового фронта является важной задачей многих технических и научных приложений. Такая задача может быть решена как с помощью голографических методов, так и с помощью методов восстановления фазы, которые нередко основываются на цифровой спекл-фотографии. Уменьшение информативности спекл-интерферограммы, по сравнению с голографической, за счет замены объемной картины на плоскую, можно компенсировать за счет последовательной регистрации спекл-структур в пространстве [3], или использования нескольких длин волн [4]. Выделение спектральных компонент излучения суперконтинуума позволяет формировать некоррелирующие между собой спекл-картины приемлемого качества, что может быть использовано в дальнейшем, при практической реализации последнего, из упомянутых способов восстановления волнового фронта без опорного пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.M. Huntley // Appl. Opt. 1989. V. 28. P. 4316.
2. M. Sjodahl and L.R. Benckert // Appl. Opt. 1993. V. 32. P. 2278.
3. P. Almero, G. Pedrini, and W. Osten // Appl. Opt. 2006. V. 45. P. 8596.
4. Н. В. Петров. В. Г. Беспалов. Использование многодлинноволновой цифровой спекл-фотографии для определения амплитудно-фазовых характеристик объекта // Сборник трудов конференции "Оптика 2007" 15-19 октября 2007 г., СПб. С. 78.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
ФОСФОРСИЛИКАТНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ,
ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

Л.И. Булатов¹, В.В. Двойрин¹, В.М. Машинский¹, А.А. Умников²,
А.П. Сухоруков³

¹Научный центр волоконной оптики, Российская Академия наук, 119333 Москва, ул.
Вавилова, 38, e-mail: lenar@fo.gpi.ru

²Институт Химии Высокочистых Веществ РАН, 603600 Нижний Новгород,
ул.Тропинина, 49.

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический
факультет, 119992 Москва, Воробьевы Горы

Недавно в работе [1] были изготовлены и исследованы фосфоросиликатные световоды без алюминия, легированные висмутом. В этих световодах наблюдалась люминесценция с максимумом в области 1300 нм. Таким образом, люминесценция висмутовых центров в силикатных световодах наблюдается и в отсутствие алюминия, что подтверждается в ряде недавних публикаций [2-5]. Замена алюминия на фосфор в силикатном стекле позволяет сдвинуть максимум полосы ИК люминесценции в область 1250-1300 нм и расширить спектральный диапазон, покрываемый ИК люминесценцией, что делает фосфоросиликатные световоды, легированные висмутом, перспективными для применения в качестве активной среды в более длинноволновом по сравнению с алюмосиликатными световодами диапазоне.

В данной работе мы сообщаем о дальнейшем исследовании спектров поглощения и люминесценции данных световодов в зависимости от состава стекла сердцевин и концентрации висмута.

Заготовки для фосфоросиликатных волоконных световодов были изготовлены методом MCVD с использованием опорной трубки из кварцевого стекла. Сердцевина заготовки формировалась путем осаждения оксидов фосфора и кремния из газовой фазы. Слой фосфора осаждался дважды для увеличения концентрации фосфора с целью формирования ведущей сердцевин световода. Алюминий вводился в стекло сердцевин из газовой фазы для изучения его влияния (совместно с фосфором) на спектроскопические свойства висмутовых центров. Легирование висмутом осуществлялось пропиткой пористого слоя стекла сердцевин раствором солей висмута. Дополнительно пористый слой пропитывался солями натрия. Химический анализ стекол определялся с помощью рентгеновского микроанализа. Отметим, что концентрация натрия и висмута в стекле была ниже предела обнаружения (~0.1 ат.% для Na и 0.02 ат.% для Bi). Из заготовок были вытянуты световоды с внешним диаметром 125 мкм и диаметром сердцевин 15-20 мкм.

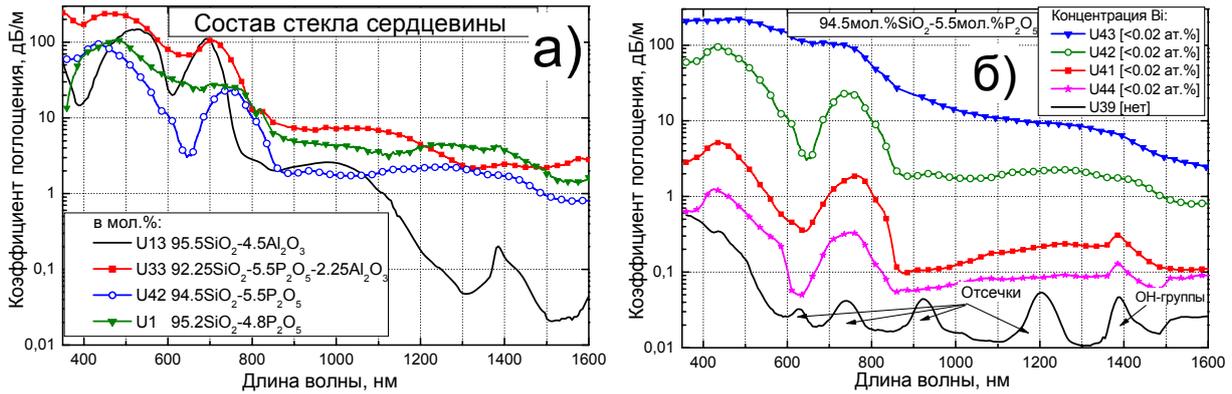


Рис. 1. Спектры оптических потерь для фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом, в зависимости от состава стекла сердцевины (а) и концентрации висмута (б).

На рис. 1 приведены спектры оптических потерь исследуемых световодов в видимом и ИК спектральном диапазоне.

Добавка ~5 мол.% оксида фосфора сильно меняет оптические свойства световодов с висмутом. Спектры оптических потерь фосфоросиликатных световодов существенно отличаются от спектров алюмосиликатных световодов (U13 на рис. 1а). Для фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом и натрием, спектр оптических потерь характеризуется набором широких полос поглощения со спектральным положением в области ~430, 570, 750, 930 и 1100-1500 нм, которые обусловлены абсорбционными переходами активных висмутовых центров (АВЦ). Полоса поглощения около 750 нм состоит минимум из трех компонент на ~700, 760 и 830 нм, полоса в области 1100-1500 нм также многокомпонентная. Пики поглощения на 1250 и 1390 нм связаны с примесью ОН-групп на уровне ~3 ppm.

Добавление в фосфоросиликатное стекло алюминия дополнительно образует полосы, характерные для АВЦ, связанных с алюминием, а именно: ~500, 700 и 1000 нм (световод U33 на рис. 1а).

Интенсивность полос поглощения зависит от концентрации АВЦ и слабо зависит от концентрации фосфора (рис. 1б). Увеличение концентрации висмута приводит к росту соответствующих полос поглощения в видимой и ИК областях спектра. Как и в алюмосиликатных световодах наблюдается опережающий рост коротковолнового края поглощения, связанного с ростом полос поглощения иона Bi^{3+} в УФ области спектра. Поэтому полосы поглощения активных висмутовых центров становятся менее выраженными при высоких концентрациях висмута (световод U43 на рис. 1б).

Форма полос поглощения существенно зависит от концентраций висмута и фосфора. Сильные изменения формы всех полос и их отличие от гауссовой формы говорят о многокомпонентной структуре каждой полосы поглощения.

Во всех фосфоросиликатных световодах, легированных висмутом, наблюдалась ИК люминесценция. Спектральное положение ИК люминесценции существенно зависит от состава стекла сердцевины световода, легированного висмутом, при неизменной длине волны возбуждения (Рис. 2). В алюмосиликатных световодах с висмутом при возбуждении на длине волны 1090 нм максимум ИК люминесценции находится на 1140 нм (U13). В фосфоросиликатном световоде, дополнительно легированном алюминием (U33), максимум той же полосы люминесценции находится на 1190 нм. В фосфоросиликатных световодах с натрием (U1 и U42) максимум полосы сдвигается в диапазон 1250-1270 нм, а чистый фосфоросиликатный световод, легированный только висмутом (U31), демонстрирует максимально длинноволновую люминесценцию на 1290 нм. Столь сильная спектральная чувствительность люминесцентных свойств световодов к составу легируемого стекла свидетельствует об образовании различных типов центров, свойства которых определяются влиянием окружения.

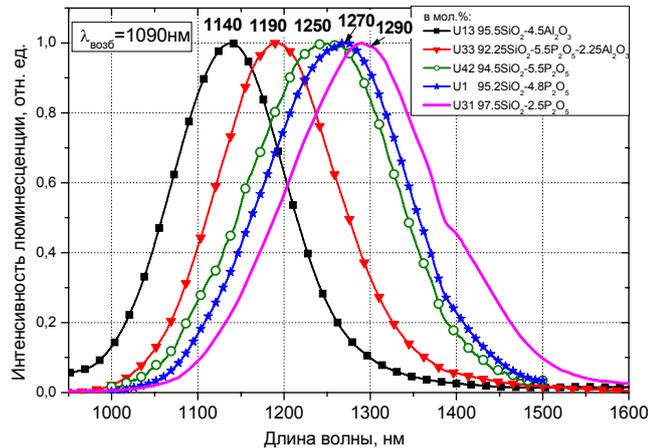


Рис. 2. Спектры люминесценции для фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом, в зависимости от состава стекла сердцевины. Возбуждение люминесценции осуществлялось на длине волны 1090 нм.

Таким образом, в работе проведено исследование оптических свойств фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом, и показано, что оптические свойства данных световодов сильно зависят от состава стекла сердцевины, что свидетельствует об образовании различных типов центров, свойства которых определяются влиянием окружения на висмутовые центры.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Umnikov et al. // ECOC2008, Brussels, Belgium, paper Tu1.B.7. 2008.
2. Y. Qiu, Y. Shen // Optical Mater. 2008. V. 31(2). P. 223.
3. M. Neff, V. Romano, W. Luthy // Optical Mater. 2008. V. 31(2). P. 247.
4. V.V. Dvoyrin et al. submitted to LPHYS-2009, Barcelona, Spain (2009).
5. E.M. Dianov et al. // OFC 2009, San Diego, USA, paper OWT3. 2009.

СТИМУЛИРОВАННОЕ ФОТОННОЕ ЭХО С ВРЕМЕННЫМ КОДИРОВАНИЕМ ДАННЫХ В РЕЖИМЕ ХОПФИЛДА-ЛИТТЛА

В.Е. Воробьева¹, А.А. Калачев^{1,2}, В.В. Самарцев^{1,2}

¹ Казанский государственный университет

² Казанский физико-технический КазНЦ РАН

В этом докладе мы рассмотрим возможность использования стимулированного фотонного эха для теоретической разработки модели нейронной сети с временным кодированием данных[1]. Предположим, что сеть образована из N связанных между собой нейронов. В модели Хопфилда временное кодирование данных означает, что импульсы представляют собой последовательность из N коротких импульсов. Наличие импульса в такой последовательности соответствует «1», а его отсутствие – «0». Различные комбинации «единиц» и «нулей» в такой последовательности задают массив информации. С ростом порядка эхо-сигнала, получаемого в результате многократного прохождения световых сигналов в системе, существенно улучшается качество воспроизведения информации.

Известно, что после воздействия на среду трех лазерных импульсов генерируется несколько откликов. Один из них формируется, в момент времени $2\tau_{12} + \tau_{23}$ и носит название «стимулированное эхо». Эти сигналы и представляют наибольший практический интерес, а так же их аналоги, возникающие при многоимпульсном воздействии на резонансную среду.

Расчёт напряженности электрического поля СФЭ – E_{echo} в приближении малых импульсных «площадей» (или слабых импульсов) записывается в виде

$$E_{echo} \sim (E_{01} \otimes E_{02}) \oplus E_{03} = E_{03} \oplus (E_{01} \otimes E_{02}) = (E_{01} \otimes E_{03}) \oplus E_{02} = E_{02} \oplus (E_{01} \otimes E_{03}) =$$

$$= E_{01} \otimes (E_{02} \oplus E_{03}) = E_{01} \otimes (E_{03} \oplus E_{02})$$

где знак \oplus обозначает операцию свертки $f(\tau) \oplus g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)g(\tau - t)dt$

и \otimes обозначает операцию корреляции $f(\tau) \otimes g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} f^*(t)g(\tau + t)dt$

а напряженность E_{0n} - напряженность электрического поля n -го возбуждающего импульса.

Схема временной ассоциативной памяти на основе СФЭ представлена на Рис.1. и является активным оптическим резонатором, внутрь которого помещается образец (резонансная среда). Вместо обычных зеркал на его

границе установлены «активные зеркала». В отличие от обычного зеркала луч, отраженный таким активным зеркалом, полностью повторяет путь падающего луча независимо от угла падения последнего. Поэтому все лучи после отражения активным зеркалом вновь попадают на образец. Запись информации осуществляется первыми двумя лазерными импульсами с волновыми векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 . После воздействия третьего лазерного импульса система высвечивает обычный сигнал СФЭ, которые распространяется в направлении $\vec{k}_{echo}^{(1)} = \vec{k}_3 + \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = \vec{k}_2$, если $\vec{k}_1 = \vec{k}_3$. Пройдя через пороговое устройство, сигнал, отражаясь от активного зеркала, под тем же углом попадает на образец. Сигнал СФЭ действует на резонансную среду как следующий возбуждающий импульс, после которого высвечивается еще один сигнал СФЭ, который мы будем называть СФЭ второго порядка. Этот сигнал распространяется в направлении $\vec{k}_{echo}^{(2)} = -\vec{k}_2 + \vec{k}_2 - \vec{k}_1 = -\vec{k}_1$ – обратном направлении распространения первого импульса. Отражаясь от второго активного зеркала, сигнал проходит через полупрозрачное зеркало и пороговое устройство, вновь попадая на образец, в результате образуется петля обратной связи и достигается высокий порядок сигналов СФЭ.

Расчет сигналов СФЭ, формируемых в такой системе, приводит к следующим выражениям для напряженности их электрического поля в приближении малых площадей:

$$E_{echo}^{(1)} = E_{01} \otimes (E_{03} \oplus E_{02}), \text{ СФЭ первого порядка;}$$

$$E_{echo}^{(2)} = E_{01} \otimes (E_{echo}^{(1)} \oplus E_{02}), \text{ СФЭ второго порядка;}$$

$$E_{echo}^{(n)} = E_{01} \otimes (E_{echo}^{(n-1)} \oplus E_{02}), \text{ СФЭ } n\text{-го порядка.}$$

В случае, когда информация, заложенная в третьем (считывающем) импульсе является полной версией первого (объектного) импульса и второй импульс имеет вид дельта функции $E_{02} = \delta(t - t_2)$. Тогда сигнал СФЭ второго порядка восстанавливает информацию, которая комплексно сопряжена информации, заложенной в первом (объектном) импульсе.

Также информация, содержащаяся в объектном импульсе, воспроизводится сигналом СФЭ и в том случае, когда считывающий импульс представляет собой часть объектного импульса. (Рис.2.) Этот факт и служит основой для ассоциативной памяти в режиме СФЭ.

Пусть считывающий(третий) импульс будет неполной версией объектного(первого) импульса $E_{03} = \hat{E}_{01}(t - t_3)$, тогда первый порядок СФЭ высвечиваемый резонансной средой после воздействия первого, второго и третьего импульсов, будет равен:

$$E_{echo}^{(1)}(t) = \widehat{E}_{01}(t - t_3) \oplus (\delta(t - t_2) \otimes E_{01}(t)) = \delta'(t - t_2 - t_3)$$

где $\delta' = E_{01} \otimes E_{01}$ - приближительная дельта функция.

Второй порядок СФЭ высвечиваемый резонансной средой при воздействии на нее первого, второго импульсов и сигналов СФЭ первого порядка имеет вид:

$$E_{echo}^{(2)}(t) = \delta'(t - t_2 - t_3) \oplus (\delta(t - t_2) \otimes E_{01}(t)) = E_{01}^*(-t + 2t_2 + t_3)$$

где $E_{01}^* = \widehat{E}_{01} \otimes E_{01} \otimes E_{01}$.

Таким образом, качество воспроизведения информации пропорционально степени корреляции между объектным и считывающим импульсом.

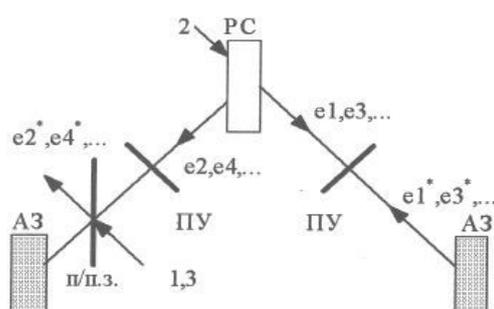


Рис. 1. Система ассоциативной памяти высокого порядка на основе стимулированного фотонного эха. РС – резонансная среда, АЗ – активные зеркала (зеркала, обращающие волновой фронт), ПУ – пороговое устройство, 1,2,3-входные импульсы, e_n и e_n^* эхо с прямым и обращенным фронтом, соответственно, где $n=(1,2,3,..)$ – порядок эхо сигнала.

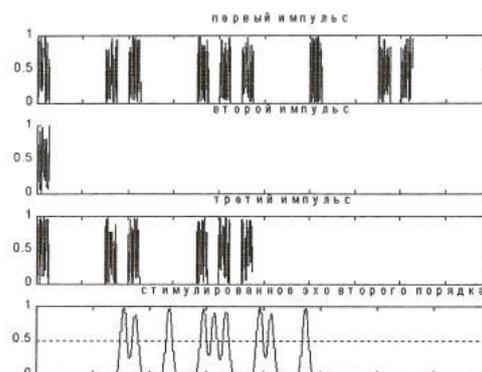


Рис. 2. Временная форма сигнала СФЭ второго порядка в случае, когда считывающий импульс является неполной версией объектного импульса.

Компьютерное моделирование данной нейронной сети показало, что в ней возможна ассоциативная выборка информации, то есть даже по части информации, содержащейся в считывающем импульсе можно полностью восстановить информацию заложенную в объектном импульсе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А. Бажанова, А.А. Калачев, В.В. Самарцев // Известия Академии наук, Е. 2000 V. 64. P. 2018.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО КОНЦЕНТРАЦИОННОГО ТУШЕНИЯ

В.А. Зуйков¹, А.А. Калачёв¹, К.Р. Каримуллин^{1,2}, В.В. Самарцев^{1,2},
А.Д. Тиранов²

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН;

²Казанский государственный университет.

подавляющее большинство эхо-экспериментов как научного, так и прикладного характера, выполняется в малоцентрированных образцах. С увеличением концентрации примесных ионов, внедрённых в кристаллическую матрицу, возникает мультипольное взаимодействие, сопровождаемое уширением спектральных линий и тушением люминесценции. Из-за наличия метастабильных состояний Re^{3+} -ионов существует особый механизм тушения связанный с кросс-релаксацией, помимо этого также есть процессы флип-флоп переворотов ядерных спинов, активирующиеся с ростом содержания примеси. Несмотря на негативное (в основном) влияние высокой концентрации примесных ионов на спектральную динамику переходов, в некоторых случаях она может оказаться полезной. Уменьшение времени фазовой релаксации с ростом концентрации даёт возможность значительно увеличить ёмкость записи в режиме многоканальной обработки информации на основе аккумулированного ФЭ (АФЭ). Другое очевидное преимущество высококонцентрированных кристаллов заключается в достижении большой оптической плотности, что особенно важно для систем квантовой памяти и при работе с тонкими образцами.

В работе нашли отражение результаты по оптической эхо-спектроскопии граната (YAG), допированного ионами Tm^{3+} , выполненной на экспериментальной установке «оптический эхо-процессор». Использование чувствительного метода детектирования эхо-сигналов на основе счёта фотонов дало возможность впервые зарегистрировать и исследовать чрезвычайно слабые сигналы ФЭ в образце с очень высоким (по сравнению с обычным) содержанием примеси; были сняты кривые спада сигналов первичного (ПФЭ) и стимулированного (СФЭ) фотонного эха на переходе ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ ионов Tm^{3+} в матрице YAG [1].

Спад ПФЭ носит неэкспоненциальный характер, что объясняется наличием спектральной диффузии, обусловленной случайными флуктуациями локального поля из-за флип-флоп переворотов ядерных спинов, и описывается формулой $I(\tau_{12}) \sim \exp[-(4\tau_{12}/T_M)^x]$, предложенной Мимсом (Mims) в теории спинового резонанса [2]. Параметр T_M характеризует длительность фазовой памяти, а показатель x определяется динамикой ядерных спинов. В нашем кристалле YAG, содержащем 10 ат.% Tm^{3+} , спад описывается уравнением Мимса с $T_M=0,75$ мкс и $x=1,07$. Кривая спада

СФЭ (рис. 1) имеет несколько изломов, что характерно для сигналов долгоживущего эха. Время первого спада (кривая 1) равное 600 мкс – это время жизни возбужденного состояния ${}^3H_4(1)$ рассматриваемого перехода.

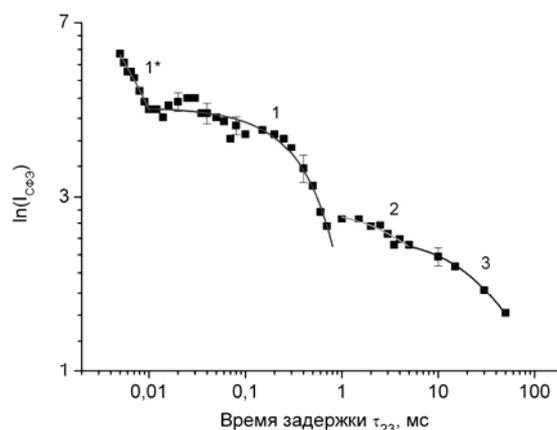


Рис. 1. Кривая спада СФЭ в $YAG:Tm^{3+}$ ($C=10$ ат.%) при $T=1,8$ К.

Второй участок отвечает времени жизни метастабильного уровня 3F_4 , ($T_1=30$ мс), который заселяется благодаря быстрой релаксации из возбуждённого состояния. Последний, самый долгий (100 мс) спад вызван энергетическим сдвигом из-за взаимодействия ядерных спинов Tm и Al матрицы. Эти значения хорошо соответствуют данным работ по эхоспектроскопии слабодопированных кристаллов YAG. На кривой спада СФЭ хорошо заметно наличие модуляции (на временном участке 1), которая по-видимому является проявлением сверхтонкого взаимодействия ядерных спинов Tm, вызванным ростом концентрации.

Вторая часть работы посвящена анализу эффектов, приводящих к трансформации спектров сигналов ФЭ, а именно к возникновению в них «провалов». Подобные провалы наблюдались в спектрах ФЭ кристаллов рубина ($Al_2O_3:Cr^{3+}$) [3] и трифторида лантана ($LaF_3:Pr^{3+}$) [4,5].

ФЭ в кристалле рубина с концентрацией примеси $C=0,16$ масс.% формировалось последовательностью бегущей и стоячей волн в схеме обращения. В спектре ПФЭ (рис. 2, а), снятом на фоне R_1 -линии, чётко виден «провал», связанный с поглощением энергии второго импульса ионами хрома в ходе формирования стоячей волны, из-за чего второй импульс и эхо-сигнал не могут «выбраться» из образца. Для описания «провала» была разработана модель и написана программа, позволяющая численно проанализировать наблюдаемый эффект трансформации спектра ФЭ и определить параметры спектра – интенсивность максимумов и асимметрию крыльев.

В кристалле $LaF_3:Pr^{3+}$ похожий провал в спектре эхо-сигнала наблюдался в работах [4,5]. В работе [4] проводилось исследование долгоживущего СФЭ (ДСФЭ) в кристалле $LaF_3:Pr^{3+}$ ($C=0,5$ ат.%). В

спектре сигнала фотонного эха на переходе ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{P}_0$ вблизи резонанса (длина волны 477,7 нм) наблюдается провал шириной около 0,08 нм.

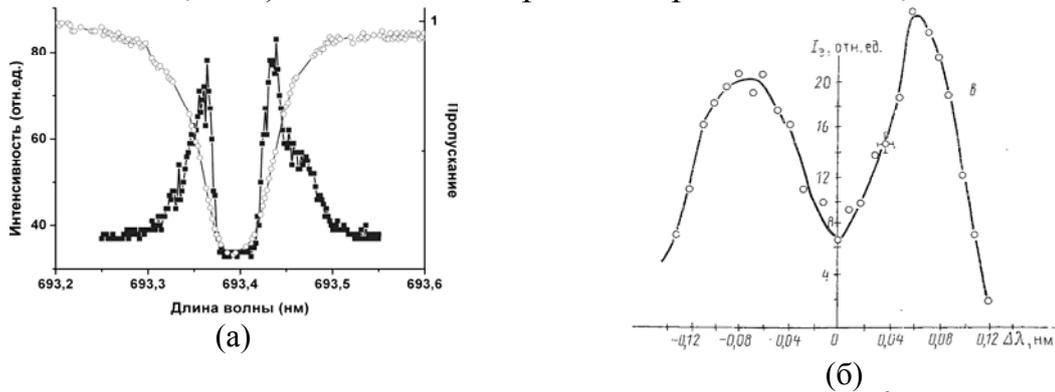


Рис. 2. Спектр сигнала ПФЭ в рубине [3] (а) и ДСФЭ в $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ [4] (б).

В статье [4] авторы предположили, что подобное распределение интенсивности по спектру эхо-сигнала обязано широкополосному возбуждению неоднородно уширенного перехода, влиянию факта участия метастабильного состояния ${}^3\text{H}_4$ на процесс формирования эха и зависимостью спектра ФЭ от формы возбуждающих импульсов.

Механизм трансформации спектра эхо-сигнала и возможность полного его подавления в кристалле $\text{LaF}_3:\text{Pr}^{3+}$ были проанализированы в работе [5], где эффект уменьшения интенсивности сигнала СФЭ на переходе ${}^3\text{H}_4 \rightarrow {}^3\text{P}_0$ объяснялся генерацией когерентного излучения на смежном переходе ${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ ионов Pr^{3+} в матрице LaF_3 . Исследовался кристалл с $C=0,5$ ат. % при $T=4,5$ К. При перестройке частоты вблизи резонанса одновременно регистрировались СФЭ и когерентное излучение на смежном переходе; последнее усиливалось при изменении условий эксперимента (накачки), в результате чего в спектре СФЭ наблюдался провал. Дополнительные измерения с кристаллом LaF_3 с более высоким содержанием ионов Pr^{3+} ($C=2$ ат. %) показали возможность полного подавления сигнала СФЭ.

Следует отметить, что в настоящий момент нет адекватной теории описывающей наблюдаемые спектральные зависимости эхо-сигналов. Очевидно, что теоретическая модель, характеризующая распределение интенсивности по спектру сигнала ФЭ должна включать в рассмотрение все уровни, которые могут оказывать влияние на формирование эхо-сигналов и учитывать влияние концентрации примеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. A. Kalachev et. al. // Las. Phys. Lett. 2008. V. 5. No 12. P. 882.
2. W. B. Mims // Phys. Rev. 1968. V. 168, No. 2, P. 370.
3. В.А. Зуйков и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. No 1. С. 67.
4. В.А. Зуйков и др. // ЖПС. 1992. Т. 56. No 4. С. 535.
5. Э.А. Манькин и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54 С. 172.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИГНАЛОВ ФОТОННОГО ЭХА В РЕЖИМЕ ИХ МНОГОИМПУЛЬСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

В.Т. Сидорова, И.И. Попов, М.Ю. Кокурин
 ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»

Комбинаторные свойства сигналов фотонного эха (ФЭ) заключаются в наличии системной взаимосвязи последовательности временных интервалов между возбуждающими импульсами с последовательностью соответствующих направлений циклической регистрации эхо-сигналов. Эти свойства основаны на пространственно-временных закономерностях формирования сигналов ФЭ. При этом используется графический метод расчета эхо-сигналов, в котором результат воздействия из n импульсов на среду описывается следующим образом [1, с. 141]. В момент времени

$$t = t_n - \sum_{m=1}^{n-1} \tau_m \gamma_m \quad (1)$$

при условии $t > t_n$ наблюдается отклик среды в направлении

$$\vec{k}_0 = \sum_{m=1}^n (\gamma_m - \gamma_{m-1}) \vec{k}_m, \quad (2)$$

где t_n – время генерации последнего возбуждающего импульса, значения $\gamma_0 = 0$, $\gamma_n = 1$, $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$ соответствуют элементам матрицы плотности двухуровневой среды, $m = 1, \dots, n-1$. Для выявления комбинаторных свойств ФЭ необходимо сформировать последовательность из n равных по длительности и амплитуде лазерных импульсов, отделяемых произвольными временными интервалами $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}$ [2]. Методика включала последующее циклическое возбуждение и регистрацию $(n-2)$ раза эхо-сигналов с уменьшением возбуждающих лазерных импульсов на один первый импульс в каждом последующем цикле возбуждения. В каждом цикле возбуждения направление распространения всех возбуждающих импульсов кроме первого должно равняться \vec{k}_2 . Волновой вектор первого возбуждающего импульса \vec{k}_1 должен составлять острый угол по отношению к вектору \vec{k}_2 . Суммарное время возбуждения и регистрации сигналов ФЭ не должно превышать время необратимой поперечной релаксации T_2 резонансной среды. При этом регистрируются сигналы ФЭ, формирующиеся после последнего возбуждающего импульса. Такое задание параметров возбуждения обеспечивало зависимость направления регистрации эхо-сигналов в каждом цикле только от γ_1 в (2):

$$\vec{k}_0 = \gamma_1 \vec{k}_1 + (1 - \gamma_1) \vec{k}_2. \quad (3)$$

Из (3) следует, что отклики среды будут наблюдаться только в трех направлениях $\vec{k}_0 = \vec{k}_1$, при $\gamma_1 = 1$; $\vec{k}_0 = \vec{k}_2$, при $\gamma_1 = 0$; $\vec{k}_0 = 2\vec{k}_2 - \vec{k}_1$, при $\gamma_1 = -1$.

Следовательно, для определения всего набора неизвестных $\gamma_m \in \{-1, 0, 1\}$, необходимо таким образом циклически возбуждать сигналы ФЭ через время, превышающее время релаксации T_1 . Время регистрации эхо-сигналов в каждом последующем цикле определяется в соответствии с (1) и с учетом найденной в данном цикле γ_1 . Таким образом, определялся один набор произведений $\tau_m \gamma_m$, $m = 1, \dots, n-1$ из нескольких возможных.

Для обоснования возможности применения поляризационных свойств всей совокупности эхо-сигналов после воздействия n возбуждающих коротких импульсов, проведем выводы, аналогичные [1, с. 146] и [3, с. 183], получим:

$$\gamma_n \psi_0 = \sum_{m=1}^n (\gamma_m - \gamma_{m-1}) \psi_m, \quad (4)$$

где ψ_n – угол между вектором поляризации n -го импульса и выделенной осью (X-осью) в плоскости, перпендикулярной оптической оси твердого тела. Как следует из (4) для первичного ФЭ (ПФЭ): $\psi_0 = \gamma_1 \psi_1 + (1 - \gamma_1) \psi_2$, для восстановленного ФЭ (ВФЭ) и стимулированного ФЭ (СФЭ): $\psi_0 = \gamma_1 \psi_1 + (\gamma_2 - \gamma_1) \psi_2 + (1 - \gamma_2) \psi_3$. Используем полученные результаты для задачи установления комбинаторных свойств (1) и (2). Обозначим $\tau_0 = b$, $t = t_n - b$, и преобразуем (1) с помощью простых математических приемов, получим следующее выражение [4, 5]:

$$\sum_{m=0}^s \tau_m x_m = \sum_{m=s+1}^{n-1} \tau_m y_m, x_0 = -1,$$

$$x_m \in \{-1, 0, 1\}, m = 1, 2, \dots, s, y_m \in \{-1, 0, 1\}, m = s+1, \dots, n-1. \quad (5)$$

где $s = [n/2]$, $y_i = -x_i, i = s+1, \dots, n-1$ ($[a]$ есть целая часть числа a). На первом этапе решения задачи необходимо определить наблюдаются ли отклики в одном направлении от двух поляризационных каналов одновременно, иначе (1) решений не имеет. Если задача имеет решения, ее можно свести к двум отдельным задачам вдвое меньшей размерности. Тогда каждая из этих задач может быть независимо решена в своем поляризационном канале, при этом ψ должна быть равной ψ_1 - в A -канале и ψ_2 - в B -канале и направление векторов линейной поляризации этих двух каналов – взаимно перпендикулярными. Сигналы ПФЭ и ВФЭ могут иметь $\psi_0 = \psi_1$ или $\psi_0 = \psi_2$, если все возбуждающих импульса имеют одинаковый угол вектора поляризации, иначе эхо-сигналов не наблюдается (рис. 1). Для различения «ложных» и «истинных» сигналов СФЭ в канале A используется кодовая последовательность импульсов с гладкой амплитудно-временной формой, имеющей вид колокола. В канале B – имеющей модуляцию в виде провала формы колокола в его центре (двугорбовой). После детекторов устанавливаются многоуровневые компараторы аналоговых электрических сигналов. «Истинные» сигналы канала A всегда имеют вертикальное

направление вектора поляризации с гладкой амплитудно-временной формой, в B -канале – горизонтальное с многогорбовой амплитудно-временной формой. «Ложные» сигналы канала A имеют многогорбовую амплитудно-временную форму, в канале B – двугорбовую амплитудно-временную форму. «Ложные» сигналы не учитываются при обработке информации. Эхо-отклики, имеющие линейную поляризацию в двух различных направлениях, различаются призмой Глана [5].

порядок возбуждающих импульсов			эхо-сигналы		
1-ый	2-ой	3-ий	ПФЭ	ВФЭ	СФЭ
↑ Λ	↑ Λ	↑ Λ	↑ Λ	↑ Λ	↑ Λ
→ М	↑ Λ	–	→ М	–	–
↑ Λ	→ М	–	→ М	–	–
→ М	↑ Λ	↑ Λ	→ М	→ М	→ М
↑ Λ	→ М	↑ Λ	→ М	→ М	→ М
↑ Λ	↑ Λ	→ М	↑ Λ	→ М	→ М
↑ Λ	→ М	→ М	→ М	↑ МММ	↑ МММ
→ М	↑ Λ	→ М	→ М	↑ МММ	↑ МММ
→ М	→ М	↑ Λ	→ МММ	↑ МММ	↑ МММ
→ М	→ М	→ М	→ МММ	→ МММ	→ МММ

Рис. 1. Амплитудно-временные свойства эхо-сигналов для двух поляризационных каналов.

Таким образом, использование двух поляризационных каналов с линейной поляризацией в ортогонально ориентированных направлениях увеличивает размерность связанных комбинаторными свойствами последовательностей вдвое.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Калачев, В.В. Самарцев “Когерентные явления в оптике” Казань: КГУ, 2003.
2. В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов, М.Ю. Кокурин, А.И. Орлов // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Сб. тр. – Казань. 2008. С. 266.
3. Э.А. Манькин, В.В. Самарцев “Оптическая эхо-спектроскопия” М.: Наука, 1984.
4. И.И. Попов, М.Ю. Кокурин, В.Т. Нигматуллина // Известия РАН, сер. физ. 2008. Т. 72. №1. С. 58.
5. В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов, М.Ю. Кокурин // Когерентная оптика и оптическая спектроскопия. Сб. тр. – Казань, 2007. С. 207.

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

С.В. Петрушкин

Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

Хорошо известно, что внедрение в среду наночастиц может привести к значительным изменениям в оптических свойствах вещества [1]. Металлические наночастицы демонстрируют стабильные в широком температурном интервале оптические резонансы, а некоторые из них обладают плазмонным резонансом в видимом диапазоне. В маленьких частичках газ свободных электронов может иметь коллективные колебания по отношению к положительно заряженному решеточному ядру. Такие частички являют собой дипольные антенны для света в видимом диапазоне излучения. Резонансная частота сильно зависит от размера и формы металлической частички [2].

Таким образом, среда, активированная металлическими наночастицами, проявляет новые диэлектрические и оптические свойства. Среда с внедренными наночастицами, размер которых меньше длины волны электромагнитного излучения, представляет собой некую новую гетероструктуру с определенной функцией диэлектрической проницаемости, отличной от функции как самой чистой среды, так и функции самих частичек. Поскольку эффективность лазерного охлаждения в антистоксовом режиме существенно ограничена низким поглощением фотонов накачки и скоростью антистоксового перехода [3], то можно использовать квантоворазмерный эффект: скорость спонтанного перехода примесного иона может быть как увеличена, так и уменьшена за счет подбора размеров нанокристалликов в легированной порошкообразной среде – соответствующая функция плотности фоновых состояний приведет к новым значениям вероятностей перехода (в единицу времени).

Нам представляется, что это связано с установлением новых граничных условий, возникающих в маленьких кристалликах нанопорошка. Скорость спонтанной эмиссии не является заданным свойством примесного иона, а зависит от локальной функции плотности фотонных состояний, а последняя изменяется при варьировании граничных условий для электромагнитного поля вблизи иона. Дополнительный эффект может возникнуть, если ион расположен близко к металлической наночастице (или металлической поверхности). Спонтанный переход может быть «усилен» резонансной связью между двухуровневым редкоземельным ионом (диполем) и поверхностной плазмонно-поляритонной модой, распространяющейся по плоскости поверхности. Взаимодействие между ними существенно повлияет на свойства оптического испускания [4].

Мы предлагаем сконструировать холодильный элемент, который включает в себя квазидвухуровневые частицы (например, ими могут быть как используемые в настоящее время в целях лазерного охлаждения ионы редких земель, так и квантовые точки из них) и металлические наночастицы вблизи них. В таком холодильном элементе у активных ионов будет возможность через локальное поле взаимодействовать с плазмонным резонансом металлической наночастицы. Это диполь-дипольное взаимодействие приведет к усилению скорости антистоксового перехода и последующему увеличению эффективности лазерного охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.N. Oraevsky, I.E. Protsenko // JETP Lett. 2000. V. 72. P. 445.
2. V.S. Letokhov // Phys. Usp. 1999. V. 42. P. 281.
3. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев "Лазерное охлаждение твердых тел" М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
4. V.V. Klimov, M. Ducloy, V.S. Letokhov // Quantum Electron. 2001. V. 31. P. 569.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ В ПРИМЕСНОМ КРИСТАЛЛЕ НА ОСНОВЕ ТРЕХУРОВНЕГО И ЧЕТЫРЕХУРОВНЕГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

А.Е. Михайлов¹, С.В. Петрушкин²

¹ Казанский государственный университет

² Казанский физико-технический институт КазНЦ РАН

За последние несколько десятилетий мировое признание и новый импульс в развитии получили методы охлаждения, использующие в своей основе резонансное взаимодействие лазерного излучения с веществом.

Стоит сказать, что первые гипотезы о таком охлаждении выдвигались П. Прингсхеймом еще в 1929 году [1]. Однако, ввиду непреодолимых на тот период экспериментальных трудностей, первые опыты по реализации радиационного охлаждения терпели неудачи. Революционная для того времени сама идея, что взаимодействие излучения со средой может привести к понижению температуры последней, долгое время не находила понимания и вызывала недоумение. Современные опыты блестяще продемонстрировали возможность радиационного охлаждения и сейчас эти методы являются одними из основных для достижения малых температур.

Кроме уже сравнительно широко известного доплеровского метода охлаждения газов, возможно лазерное охлаждение и других агрегатных состояний (растворов и твердых тел). Весьма перспективным видится охлаждение диэлектриков.

В данной работе, основополагающей для которой стала монография [2], рассматривается охлаждение примесных диэлектриков и стекол. В качестве примеси выступают ионы редких земель.

Первые обстоятельные исследования лазерного охлаждения диэлектриков связаны с работами [3]-[5].

Механизмом радиационного охлаждения является антистоксовая флуоресценция.

Для упрощения рассуждений в начальном приближении систему энергетических уровней примесных ионов в среде представляют трехуровневой моделью (рис.1). Такая система имеет основное состояние, представленное одним энергетическим уровнем (1), и пару подуровней возбужденного состояния (2) и (3), которые разнесены на величину порядка kT . Система находится в поле фотонов ν_p , энергия которых соответствует переходу (1)-(2).

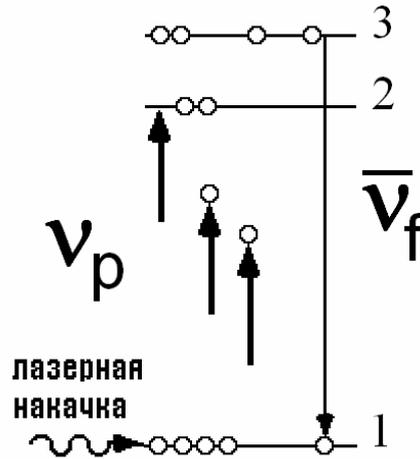


Рис. 1. Пояснение антистоксовой флуоресценции в трехуровневой схеме.

После перевода на нижний подуровень возбужденного состояния (2), ионы могут совершить переход (2)-(3). Такой процесс осуществляется за счет энергии, приобретаемой ионами при взаимодействии с фононами тепловых колебаний решетки. Ввиду малого расщепления уровней (2)-(3) переход между возбужденными подуровнями весьма вероятен и протекает за время $\tau \approx 10^{-12}$ с. Последующие релаксационные переходы, происходящие за время порядка $\tau \approx 10^{-6} - 10^{-8}$ с, сопровождаются излучением фотонов частоты $\bar{\nu}_f$ (в среднем превышающую частоту падающих фотонов ν_p). Таким образом, переход (2)-(3) приводит к отбору тепла у кристаллической решетки, а (3)-(0) - выводу энергии из образца в виде излучения флуоресценции. За счет такого акта и существует возможность охлаждать образец.

В качестве математического аппарата для расчета температуры охлаждения при таком рассмотрении уместно использовать метод скоростных уравнений. Хотя он имеет ограничения, результаты, полученные с его помощью, дают удовлетворительное согласие с первыми экспериментами [3].

Используя скоростные уравнения, мы определяем населенности уровней. Знание этих величин и характеристик среды позволяет нам записать выражение для температуры охлаждения. В приближении малых отклонений температуры образца имеем

$$\Delta T = T_2 - T_1 \cong \frac{5}{12\pi^4 N T_0^3} \frac{N'_1(0)\theta_D^3 \hbar \Omega}{1 + \beta_1/\beta_2 \exp(\hbar \Omega/kT_0)} \Delta t,$$

где $N'_1(0)$ – поток падающих на систему фотонов частоты ν_p , θ_D – дебаевская температура образца, $\hbar \Omega$ – расщепление (2)-(3) возбужденного состояния, Δt – время облучения, T_0 – температура окружения (комнатная), β – коэффициенты, связанные с сечением поглощения.

Для реальных систем характерно существенное усложнение структуры энергетических уровней ионов. Следующим логичным этапом в развитии нашей теории является приближение четырехуровневой модели. При таком рассмотрении система уровней моделируется следующим образом. Основное и возбужденное состояния представляются парами уровней, расщепленных на δ_1 и δ_2 , соответственно. Базируясь на том же методе скоростных уровней, такое приближение позволяет рассмотреть дополнительные эффекты в образце.

Учет таких явлений как перепоглощение излучения и насыщение поглощения, позволяет нам объяснить «красный» сдвиг частоты излучения в спектре флуоресценции, оценить влияние расщепления основного состояния на эффективность охлаждения в широком диапазоне температур и влияние температуры образца на эффективность поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Pringsheim Zwei Bemerkungen unter den Unterschied von Lumineszenz und Temperaturstrahlung // Z. Phys. 1929. P.739.
2. С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев “Лазерное охлаждение твердых тел” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
3. R.I. Epstein, M.I. Buchwald, B.C. Edwards et al. Observation of laser-induced fluorescent cooling of a solid // Nature (London). 1995. V. 377. P. 500.
4. Gosnell T.R., Luo X., Eisaman M.D. Laser cooling of solid by 21K starting from room temperature // Technical Digest of International Quantum Electronics Conference (IQEC'98, San Francisco, USA). 1998. V. 7. P. 222.
5. B.C. Edwards, J.H. Anderson, R. Epstein et al. Demonstration of a solid-state optical cooler: an approach of cryogenic refrigeration // J. Appl. Phys. 1999. V.86. P. 6489.

СПИНОВОЕ СОСТОЯНИЕ МОЛЕКУЛ ПАРА-ВОДЫ И ОРТО-ВОДЫ В ГАЗЕ И ЖИДКОСТИ

В.К. Конюхов

*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова, 119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38*

На основе понятий и методов, разработанных в квантовой теории информационных процессов, рассматривается состояние молекул воды в газовой фазе, в газовой фазе после взаимодействия молекул с поверхностью адсорбента и в жидкой фазе.

Спиновые моменты двух протонов в молекуле $H_2^{16}O$ трактуются как квантовая система из двух кубитов, которая взаимодействует с окружающей ее средой (открытая квантовая система). Вращательные степени свободы молекулы, когда она находится в газе, считаются также внешней средой, которая оказывает постоянное воздействие на спиновые степени свободы.

Показывается, что в случае газа, когда молекулу можно считать свободной или почти свободной от внешних воздействий, ее спиновое состояние описывается волновой функцией (чистое состояние), и соотношение числа молекул пара:орто=1:3, обусловлено трехкратным вырождением спинового состояния орто-молекул. Такое отношение концентраций молекул наблюдается в парах воды в земной атмосфере.

Показывается, что после взаимодействия с адсорбентом молекула переходит в смешанное спиновое состояние. Ограничения, которые накладывались ядерным статистическим весом чистого состояния на соотношение числа пара-орто-молекул, снимаются, и концентрации молекул воды в газовой фазе могут быть любыми от чистой пара-воды до чистой орто-воды, либо в любой их пропорции.

Показывается, что при переходе в жидкую фазу смешанное спиновое состояние у молекулы сохраняется, но вид оператора плотности изменяется и превращается в хорошо изученное состояние Вернера для двух кубитов. Это состояние характеризуется наибольшей защищенностью от внешних воздействий со стороны окружающей среды, что объясняет продолжительное существование неравновесной пара-орто-воды в жидкой фазе. Оказывается, что это состояние имеет нулевой ядерный магнитный момент, и такие молекулы воды не дают вклада в сигналы ЯМР.

АНОМАЛЬНАЯ ДИФФУЗИЯ МОЛЕКУЛ ВОДЫ В ПОРИСТО-ГРАНУЛИРОВАННОЙ СРЕДЕ

В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, В.И. Тихонов, А.А. Волков
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова, 119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Явления переноса в пористых средах представляют собой процессы сильно отличающиеся от привычных явлений в однородной среде. Развитие процесса диффузии в пористой среде относит его к разряду фрактальных явлений, феноменологическое описание которых детально разработано теоретически, но еще мало используются практически [1,2].

Основным результатом данной работы является эксперимент, в котором впервые, благодаря широкому окну наблюдения, удалось зарегистрировать ступенчатость процесса диффузии.

В основе способа измерения лежит изучение диффузионных характеристик молекул воды в среде по изменению концентрации водяного пара над веществом. Измерительная часть представляет собой спектрометр на перистраиваемом диодном лазере [3], позволяющий со скоростью более 10 изм./сек. производить мониторинг давления водяного пара в диапазоне 10^{-3} -20 Торр в течение длительного времени. Молекулы приводятся в контакт с исследуемым веществом (или откачиваются из него), при этом измеряется давление водяного пара над ним. В ходе этой процедуры снимается кривая спада (увеличения) давления водяного пара над образцом (Рис.1.). Далее проводится декомпозиционный анализ, и вычисляются кривая изменения подвижности (коэффициента диффузии) со временем (Рис.2.). Последняя характеристика является индивидуальной (подобно отпечаткам пальцев) для каждого образца вещества. На рисунке 2 с хорошей точностью разделяются несколько регулярных ступеней, отражающих каскадный характер процесса диффузии.

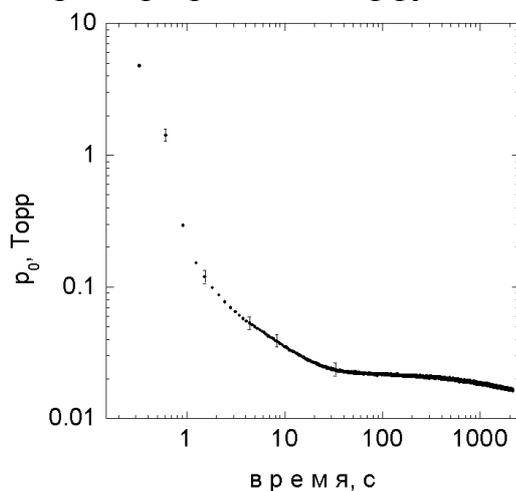


Рис. 1. Временная зависимость давления водяного пара в реакторной кювете при контакте с пористо-гранулированным адсорбентом.

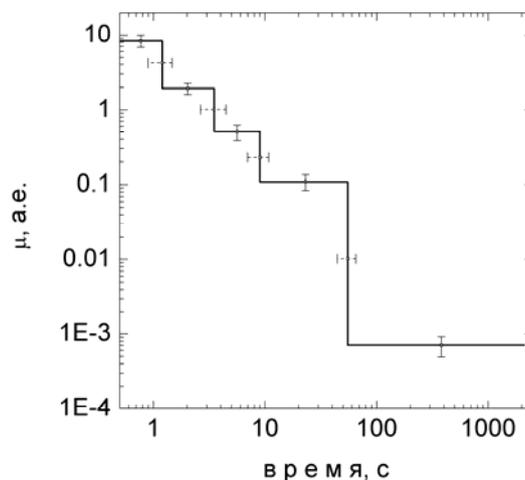


Рис. 2. Временная зависимость давления водяного пара в реакторной кювете при контакте с пористо-гранулированным адсорбентом.

Параметры представленного эксперимента допускают количественную оценку и удобны для моделирования диффузных процессов в рамках фрактального подхода. В дальнейшем метод молекулярного зондирования в комбинации с фрактальным моделированием видится перспективным для изучения строения мелкопористых сред и закономерностей протекающих с их участием процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И. Олемской, А.Я. Флат // УФН. 1993. Т. 163, №12. С. 1.
2. В.В. Учайкин // УФН 173, N8, 847, 2003.
3. П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, А.М. Макуренков, В.И. Тихонов, А.А. Волков // ПТЭ. 2008. № 6. С. 123.

МОДЕЛЬ ШТАРКОВСКОЙ СОРТИРОВКИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ПО ВРАЩАТЕЛЬНЫМ СОСТОЯНИЯМ

А.А. Лескин¹, В.Г. Артёмов², П.О. Капралов², В.И. Тихонов², А.А. Волков²

¹ Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

² Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова, 119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Для дипольных молекул, находящихся в неоднородном электрическом поле, наблюдается штарковское расщепление вращательных уровней. Для молекул H_2O эффект Штарка является квадратичным и определяется формулой: $\Delta\varepsilon = \alpha E^2$, где коэффициент α - разный для каждого вращательного состояния. Направление расщепления (знак коэффициента α) определяет характер взаимодействия молекулы с электрическим полем. Молекулы с $\alpha < 0$ втягиваются в область сильного поля (так называемые *HFS (high-field seeking)* молекулы), молекулы с $\alpha > 0$ выталкиваются из поля (*LFS (low-field seeking)* молекулы).

Пространственное разделение молекул водяного пара по величине α было продемонстрировано в работе [1], где пучок молекул пропусклся между обкладками квадрупольного конденсатора. В эксперименте применялись поля до 80 кВ/см с градиентом 380 В/см². В работе [2] было высказано предположение о возможности такой же сортировки внутри каналов нанопористых адсорбентов, где условия для сортировки более выгодные.

В данной работе приводится численное моделирование поведения молекулярного пучка в трубках цилиндрического сечения с аксиально-симметричным распределением электрического поля с учетом штарковского сдвига уровней энергии.

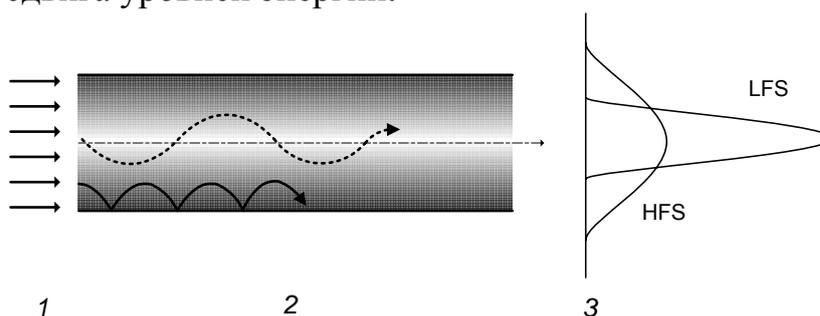


Рис. 1. Прохождение пучка молекул воды через наноканал с градиентом электрического поля. 1 – исходный пучок, 2 – движение молекул внутри поры, 3 – поле скоростей различных молекул на выходе из поры.

Геометрия решаемой задачи приведена на рисунке 1. Пунктирная кривая во второй области рисунка указывает на траекторию движения LFS молекул, которые локализуются в области оси цилиндра и не испытывают взаимодействия со стенками, сплошная кривая отражает траекторию HFS

молекул, которые двигаясь испытывают взаимодействие со стенкой канала.

Главным результатом моделирования с учетом времени сидения молекул на стенке является разделение *HFS* и *LFS* молекул по времени, поле скоростей которых на выходе из канала приведено в области 3 на рисунке.

Для подтверждения численных расчетов были проведены эксперименты по пропусканию водяного пара через колонку с нанопористым адсорбентом. Для этого на вход в колонку подавался кратковременный импульс водяного пара, а другой конец колонки находился под непрерывной откачкой. Измерения концентрации водяного пара со временем проводились на выходе из колонки с использованием диодно-лазерного спектрометра. Типичная выходная кривая приведена на рисунке 2. Ноль времени соответствует началу пуска импульса. Из рисунка видно, что сразу после пуска на выходе из колонки появляются молекулы, проходящие адсорбент без задержки, а затем появляется основной фронт.

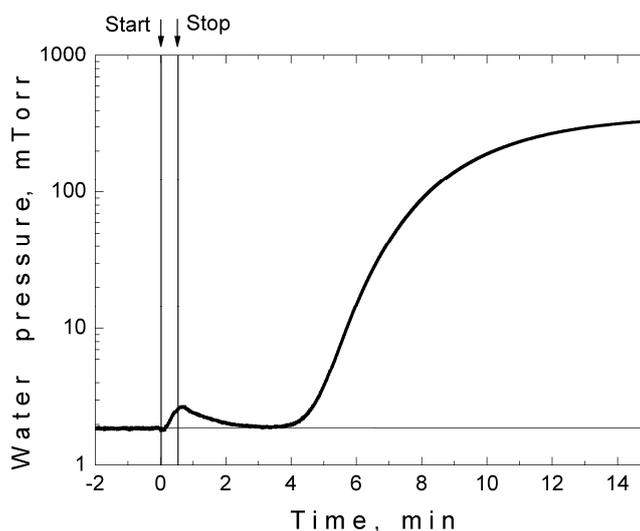


Рис. 2. Кривая изменения давления водяного пара на выходе из колонки с пористой средой.

Таким образом, путем моделирования предсказан «прекурсор», который соответствует *LFS* молекулам и предшествует выходу основного фронта.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Moro, J. Bulthuis, J. Heinrich, and V.V. Kresin // Phys Rev A. 2007. V. 75. P. 013415.
2. П.О. Капралов, В.Г. Артемов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков // КСФ. Т. 35. №7. С. 43.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СОРТИРОВКЕ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ПО ВРАЩАТЕЛЬНЫМ СОСТОЯНИЯМ НА ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, В.И. Тихонов, А.А. Волков
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики
им. А.М. Прохорова, 119991, Россия, Москва, ул. Вавилова, 38

Молекула воды, в силу своей геометрии, обладает богатым вращательным спектром и сравнительно большим дипольным моментом. Последний начинает играть важную роль во взаимодействии молекулы с неоднородным электрическим полем, вызывая изменения в характере ее вращения. Эффект Штарка составляет теоретическую основу сортировки по вращательным уровням в электрических полях. Особенность этого эффекта для дипольных молекул состоит в их разделении на два типа: молекулы втягивающиеся в поле (*HFS (high-field seeking)* молекулы) и молекулы выталкиваемые полем (*LFS (low-field seeking)* молекулы).

Возможность вращательной сортировки молекул воды была экспериментально показана в работе [1], где наблюдалось различное перпендикулярное смещение молекул H_2O в молекулярном пучке при пролете через квадрупольный конденсатор.

В работе [2] отмечается, что сочетание вакуума и неоднородных электрических полей создает для движущихся молекул воды ситуацию, схожую с той, которая искусственно реализуется в экспериментах с молекулярными пучками: параметры эксперимента в [1], – величины рабочих полей ($E \sim 20$ кВ/см) и градиентов ($dE/dx \sim 60$ кВ/см²) вполне реализуемы в пористых матрицах. Более того, эти полевые параметры могут быть на порядки величин большими, т.е. более выгодными для пространственного разделения пучков.

В настоящей работе докладывается об экспериментальном обнаружении молекул, проходящих через слой адсорбента без задержки. Эксперимент состоит в откачке водяного пара из сосуда с насыщенными водяными парами через колонку с пористо-гранулированным адсорбентом. При этом на выходе из колонки установлен диодно-лазерный детектор, позволяющий отслеживать изменение давления водяного пара от времени. На рисунке 1 приведена характерная кривая изменения концентрации водяного пара на выходе из колонки. Отличительной особенностью данной кривой является наличие пика или «прекурсора», предшествующего появлению основного импульса. Предполагается что этот эффект связан с сортировкой молекул по *LSF* и *HFS* состояниям. Молекулы *LFS* типа не взаимодействуют с адсорбентом и следовательно выходят первыми в виде зарегистрированного «прекурсора».

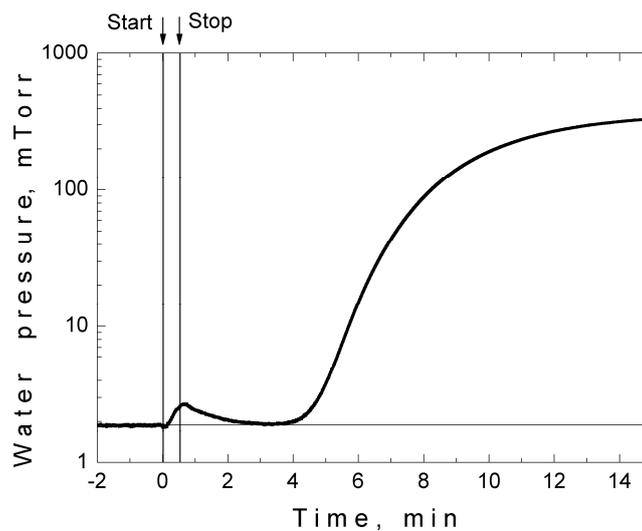


Рис. 1. Кривая изменения давления водяного пара на выходе из колонки с пористой средой. Ноль времени соответствует моменту начала пуска импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Moro, J. Bulthuis, J. Heinrich, and V.V. Kresin // Phys Rev A. 2007. V. 75. P. 013415.
2. П.О. Капралов, В.Г. Артемов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков // КСФ. Т. 35. № 7. С. 43.

СТАТИСТИКА БОКОВЫХ СМЕЩЕНИЙ ЛУЧА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ С РЕГУЛЯРНОЙ РЕФРАКЦИЕЙ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько

При распространении луча в среде, содержащей случайные неоднородности, его положение в пространстве изменяется случайным образом, то есть траектория луча представляет собой извилистую пространственную кривую. При наличии регулярной рефракции в среде и полного внутреннего отражения смещение траектории луча по координатным осям также будет флуктуировать.

Найдем корреляционные свойства и среднеквадратичное смещения луча на выходе из неоднородного слоя после его отражения. Ограничимся для простоты случаем плоской волны, распространяющейся в статистически однородной среде с регулярной рефракцией. Рассмотрение будем проводить в приближении геометрической оптики с использованием ряда теории возмущений.

Пусть диэлектрическая проницаемость неоднородного плоскостростого слоя имеет вид $\varepsilon(\vec{r}) = \bar{\varepsilon}(z) + \varepsilon_1(\vec{r})$, где $\bar{\varepsilon}(z)$ и $\varepsilon_1(\vec{r})$ – регулярная и флуктуационная составляющие, причем флуктуационная компонента мала по сравнению с регулярной: $\sigma_\varepsilon \ll \bar{\varepsilon}$. Запишем для траектории луча $\vec{r}(\sigma)$, где σ – длина луча, ряд теории возмущений по малому параметру ε_1 : $\vec{r}(\sigma) = \vec{r}_0(\sigma) + \vec{r}_1(\sigma) + \vec{r}_2(\sigma) + \dots$. Используем далее уравнение луча в виде $d\vec{r}/d\sigma = \vec{s}$, где \vec{s} – единичный вектор, касательный к лучу, который в изотропной среде одновременно является нормалью к фазовому фронту. Используя вышесказанное, запишем далее для вектора \vec{s} ряд теории возмущений [1]

$$\vec{s} = \frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|} = \vec{s}_0 + \vec{s}_1 + \dots = \frac{\nabla \varphi}{\sqrt{\varepsilon}} = \vec{s}_0 + \frac{1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} \left(\nabla \varphi_1 - \frac{\varepsilon_1}{2\bar{\varepsilon}} \nabla \varphi_0 \right),$$

где \vec{s}_0 – направление невозмущенного луча, \vec{s}_1 – поправка первого порядка к направлению невозмущенного луча. Соответственно, φ_0 и φ_1 – невозмущенный эйконал и поправка первого порядка теории возмущений. Тогда для возмущенной части траектории луча в первом приближении имеем

$$\vec{r}_1(\sigma) = \int_{\Sigma} \frac{1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} \left(\nabla \varphi_1 - \frac{\varepsilon_1}{2\bar{\varepsilon}} \nabla \varphi_0 \right) d\sigma, \quad (1)$$

здесь интегрирование ведется вдоль невозмущенной траектории, $d\sigma$ -элемент длины луча.

Рассмотрим наклонное падение плоской волны на неоднородный ионосферный слой, средняя диэлектрическая проницаемость которого изменяется по линейному закону $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - z/z_1$, где z_1 – размер регулярного градиента, то есть толщина слоя при нормальном падении. Невозмущенная траектории луча, распространяющегося в плоскости (z, x) , имеет вид параболы [2]

$$z(x) = \frac{\Delta^2 - (x - x_a - \Delta)^2}{4z_1 \sin^2 \vartheta_0}$$

с вершиной $z_m = z_1 \cos^2 \vartheta_0$ в точке $x_0 = \Delta = z_1 \sin 2\vartheta_0$ (точки поворота луча), $2\Delta = x_b - x_a$ – расстояние между точками входа луча в среду x_a и выходом из нее x_b ,

ϑ_0 – угол входа луча в среду. Уравнение невозмущенной траектории луча можно записать в параметрическом виде, если ввести переменную

$$t = \mp \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta_0}}{\cos \vartheta_0}, \quad t \in [-1, 1], \quad (2)$$

здесь верхний знак соответствует восходящей ветви невозмущенной траектории, а нижний – нисходящей. В параметрической форме уравнение невозмущенной траектории будет иметь вид

$$x(t) = \Delta(1+t) + x_a, \quad z(t) = z_m(1-t^2). \quad (3)$$

Тогда, используя формулы, полученные в [1], для флуктуаций эйконала в линейном слое можно найти

$$\varphi_1 = z_m \cos \vartheta_0 \int_{-1}^0 \varepsilon_1[x(t), y, z(t)] dt, \quad \varphi_2 = z_m \cos \vartheta_0 \int_0^1 \varepsilon_1[x(t), y, z(t)] dt \quad (4)$$

для восходящей и нисходящей ветвей параболы, соответственно.

Найдем дисперсии смещений луча от невозмущенной траектории по координатным осям x, y, z на выходе из слоя после отражения луча от неоднородной среды. Для флуктуационных компонент вектора (1) можно записать

$$x_1 = 2z_0 \cos \vartheta_0 \left[z_0 \cos \vartheta_0 \int_{-1}^1 (1-t) \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} dt + \frac{\sin \vartheta_0}{2} \int_{-1}^1 \frac{\varepsilon_1 dt}{\sin^2 \vartheta_0 + t^2 \cos^2 \vartheta_0} \right],$$

$$y_1 = 2z_0^2 \cos^2 \vartheta_0 \int_{-1}^1 (1-t) \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial y} dt, \quad (5)$$

$$z_1 = 2z_0 \cos \vartheta_0 \left[z_0 \cos \vartheta_0 \int_{-1}^1 (1-t) \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} dt + \frac{\cos \vartheta_0}{2} \left(\int_{-1}^0 \frac{\varepsilon_1 dt}{\sin^2 \vartheta_0 + t^2 \cos^2 \vartheta_0} - \int_0^1 \frac{\varepsilon_1 dt}{\sin^2 \vartheta_0 + t^2 \cos^2 \vartheta_0} \right) \right]$$

Учитывая (3,5) и полагая, что рассеяние происходит на изотропных неоднородностях, функция корреляции которых имеет гауссову форму с характерным размером a , для среднеквадратичных отклонений луча от невозмущенной траектории можно найти:

$$\langle x_1 x_2 \rangle = z_0^2 \sigma_\varepsilon^2 \times$$

$$\times \left[2N_m^2 \int_{-1}^1 (1-t_1) dt_1 \int_{-1}^1 (1-t_2) f_1(t_1, t_2) dt_2 + \sin^2 \vartheta_0 \cos^2 \vartheta_0 \int_{-1}^1 \frac{dt_1}{\sin^2 \vartheta_0 + t_1^2 \cos^2 \vartheta_0} \int_{-1}^1 \frac{\exp(-r^2/a^2) dt_2}{\sin^2 \vartheta_0 + t_2^2 \cos^2 \vartheta_0} \right]$$

$$\langle y_1 y_2 \rangle = 2z_0^2 N_m^2 \sigma_\varepsilon^2 \int_{-1}^1 (1-t_1) dt_1 \int_{-1}^1 (1-t_2) \exp(-r^2/a^2) dt_2, \quad (6)$$

$$\langle z_1 z_2 \rangle = 2z_0^2 N_m^2 \sigma_\varepsilon^2 \int_{-1}^1 (1-t_1) dt_1 \int_{-1}^1 (1-t_2) f_2(t_1, t_2) dt_2 + N_m^2 \sigma_\varepsilon^2 \times$$

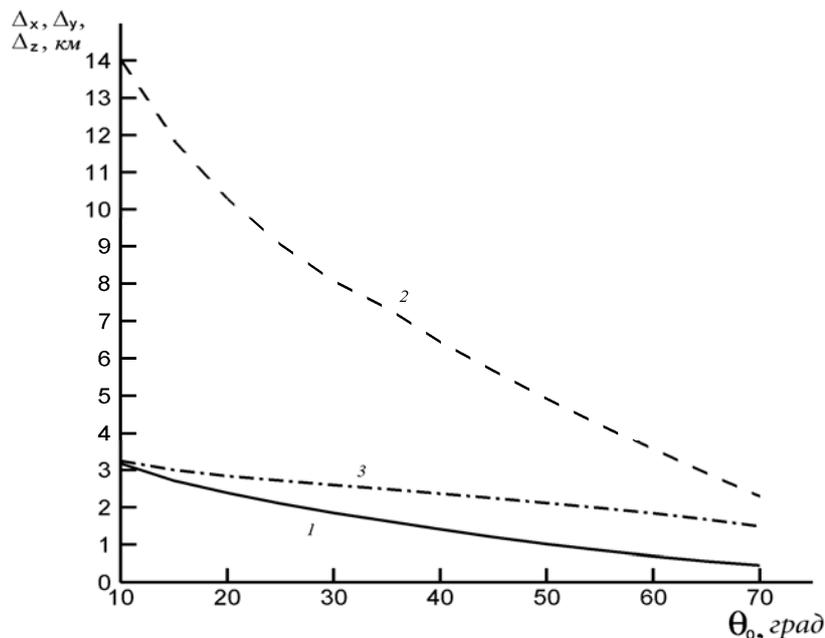
$$\times \left[\int_{-1}^1 \frac{t_1 dt_1}{\sin^2 \vartheta_0 + t_1^2 \cos^2 \vartheta_0} \int_{-1}^1 \frac{t_2 \exp(-r^2/a^2) dt_2}{\sin^2 \vartheta_0 + t_2^2 \cos^2 \vartheta_0} - 2 \int_{-1}^0 \frac{t_1 dt_1}{\sin^2 \vartheta_0 + t_1^2 \cos^2 \vartheta_0} \int_0^1 \frac{t_2 \exp(-r^2/a^2) dt_2}{\sin^2 \vartheta_0 + t_2^2 \cos^2 \vartheta_0} \right]$$

где введены следующие обозначения:

$$f_1(t_1, t_2) = (1 - 2N_m^2 tg^2 \vartheta_0 \tau_-^2) \exp(-r^2/a^2), \quad f_2(t_1, t_2) = (1 - N_m^2 \tau_-^2 \tau_+^2) \exp(-r^2/a^2),$$

$$\frac{r^2}{a^2} = N_m^2 \tau_-^2 (tg^2 \vartheta_0 + \tau_+^2), \quad \text{а также } \tau_- = t_2 - t_1, \tau_+ = (t_2 + t_1)/2, \quad N = 2z_0/a, \quad N_m = N \cos^2 \vartheta_0.$$

Заметим, что параметры N и N_m представляют собой относительную удвоенную толщину линейного слоя для случая нормального и наклонного отражения, соответственно.



На рисунке представлены стандартные отклонения луча по координатным осям, нормированные на стандарт флуктуаций диэлектрической проницаемости, в зависимости от угла входа луча в среду. По оси ординат отложены величины

$$\Delta_x = \frac{\sigma_x}{\sigma_\varepsilon} 10^{-2}, \quad \Delta_y = \frac{\sigma_y}{\sigma_\varepsilon} 10^{-2}, \quad \Delta_z = \frac{\sigma_z}{\sigma_\varepsilon} 10^{-2} \text{ в километрах для выбранных параметров}$$

ионосферного слоя $z_0 = 100 \text{ km}, a = 5 \text{ km}$. Видно, что интенсивность флуктуаций смещения луча в направлении, перпендикулярном плоскости падения, значительно превышает соответствующие флуктуации в плоскости падения.

В работе рассмотрены также корреляционные свойства боковых смещений траектории луча в плоскости падения и в перпендикулярном направлении. Показано, что при рассеянии на изотропных неоднородностях рефракция в среде приводит к анизотропии флуктуаций отклонений луча от невозмущенной траектории.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский. "Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля" М.: Наука. 1978.
2. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. "Теория волн" М.: Наука. 1990.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ИОНОСФЕРНЫХ ВЫСЫПАНИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОТОМОГРАФИИ ИОНОСФЕРЫ И ПО ДАННЫМ УФ-СПЕКТРОМЕТРИИ

Е.С. Андреева, С.А. Калашникова, В.Е. Куницын

МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра физики атмосферы

В дневное время основным источником ионизации является электромагнитное излучение Солнца в рентгеновском и УФ диапазонах. В высоких широтах также существенна корпускулярная ионизация атмосферы. Основной причиной такой ионизации являются высыпающиеся в атмосферу электроны с характерными энергиями $\sim 0,1-10$ кэВ – авроральные электроны. Ионизация, производимая корпускулярным излучением, мала по сравнению с ионизацией электромагнитным излучением, однако ее вклад может оказаться заметным во время геомагнитных бурь, особенно если они достаточно интенсивны, и в ночное время, когда отсутствует электромагнитное излучение.

Для исследования источников ионизации используются различные спутниковые системы. В последние два десятилетия значительные успехи были достигнуты в разработке методов спутниковой радиотомографии (РТ), позволяющих получать двумерные сечения распределения электронной концентрации вдоль трасс пролета спутников навигационных систем типа TRANSIT или ЦИКАДА, имеющих практически круговую орбиту на высоте около 1000-1150 км [1]. Получаемые сечения достаточно точны и обладают высоким пространственным разрешением (ячейка дискретизации 30 на 40 км).

Данные о высыпаниях регистрируются на спутниках Оборонной Метеорологической Спутниковой Программы (Defense Meteorological Satellite Program) DMSP [2]. DMSP спутники измеряют локальные потоки заряженных частиц (электронов, ионов) и электромагнитные области (поля). Можно получить данные о потоках частиц и потоках энергий частиц. Спутники серии DMSP имеют полярную солнечно-синхронную орбиту на высоте ~ 850 км и измеряют локальные потоки низкоэнергетичных частиц (электронов, ионов).

В связи с зависимостью интенсивности свечения от значений электронной концентрации, важным инструментом исследования ионосферы является УФ-спектрометр пространственного сканирования GUVI (Global Ultraviolet Imager), расположенный на спутнике TIMED (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics) [3]. Спутник имеет полярную солнечно-синхронную орбиту на высоте ~ 625 км. Сканирование производится в дальней ультрафиолетовой области и позволяет получать изображения от горизонта до горизонта в пяти выбранных интервалах длин волн или «цветах» (HI 121.6 нм, OI 130.4 нм,

OI 135.6 нм, и N2 Lyman-Birge-Hopfield диапазоне 140 - 150 нм и 165 - 180 нм).

Целью данной работы было сопоставление результатов радиотомографии ионосферы с данными прямых измерений корпускулярных потоков спутниками DMSP в регионах российской РТ-системы (Шпицберген-Москва) и американской РТ-системы на Аляске (Arctic Villa-Cordova), а также с данными средней для 5 «цветов» интенсивности свечения, полученными GUVI. Учитывалось, что сопоставление результатов радиотомографических реконструкций с данными DMSP возможно для тех случаев, когда траектории спутников DMSP близки к ориентации линейки приемников, но могут проходить в стороне – до 300км в обе стороны.

В докладе представлены примеры следов высыпаний на РТ-сечениях ионосферы во время сильнейшей геомагнитной бури в конце октября 2003 г. (рис.1, 2). Высоким потокам электронов вблизи 60° соответствует область повышенной ионизации на той же широте.

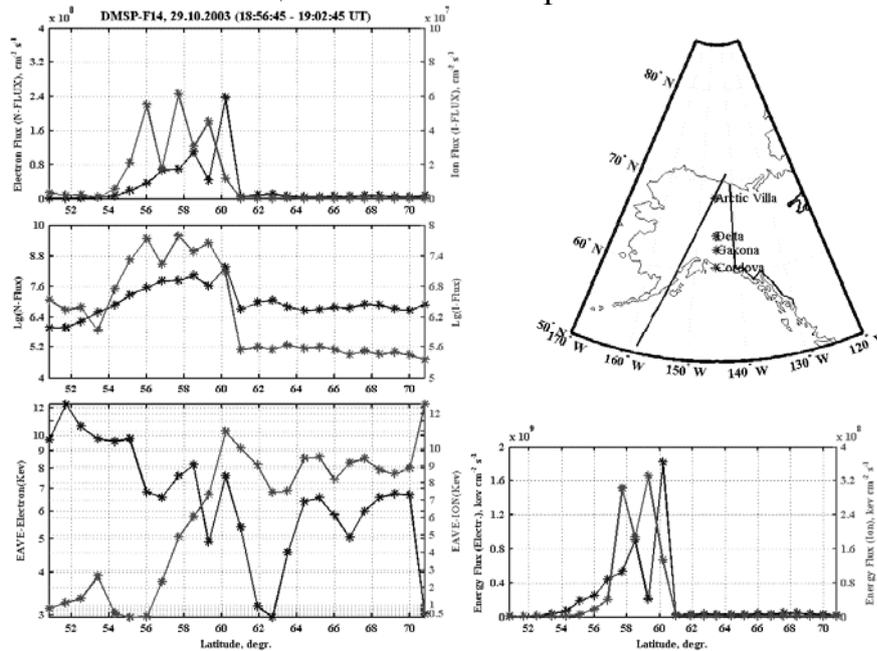


Рис. 1. Данные DMSP для 29.10.2003 г, 18:56-19:02 UT. Аляска.

Данные GUVI, в случае пролета спутника над заданной областью, позволяют получать значения средней интенсивности свечения вдоль исследуемой приемной цепочки. Типичный пример их сопоставления с широтным распределением значений вертикального ТЕС (Total Electron Content) приведен на рис. 3.

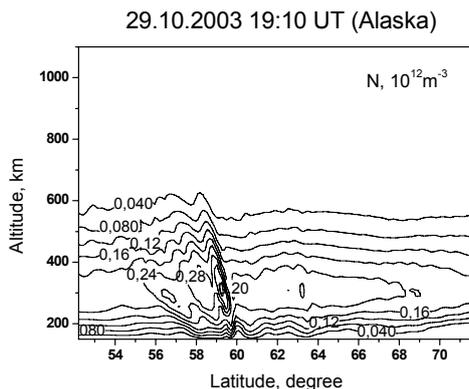


Рис. 2. РТ-сечение 29.10.2003, 19:10. Аляска.

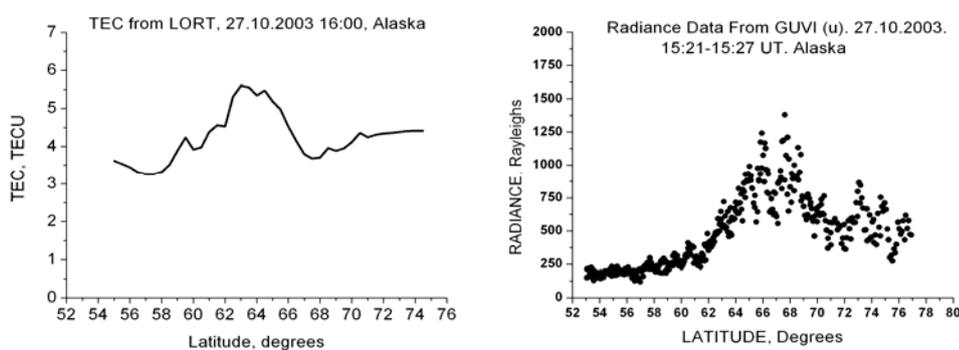


Рис. 3. Широтное распределение вертикального ТЕС 27.10.2003 16:00 UT и интенсивности свечения по данным GUVI 27.10.2003 15:21-15:27 UT. Аляска.

Проведенный анализ данных показывает качественное соответствие как широтных распределений высыпаний распределениям интенсивности свечения, а также ионизации на РТ-сечениях, так и значений вертикального ТЕС вдоль приемной цепочки соответствующим распределениям интенсивности свечения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 08-05-00676, 07-05-01120).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева "Радиотомография ионосферы" М.: Наука. 2007.
2. Newell et al. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 10737.
3. http://guvi.jhuapl.edu/guvi_home.html

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СТРАТОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ НАЗЕМНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СПЕКТРА СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В МИЛЛИМЕТРОВЫХ ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО КИСЛОРОДА

Д.А. Караштин, Д.Н. Мухин, Н.К. Скалыга, А.М. Фейгин
Институт прикладной физики Российской академии наук

Исследование термической структуры средней атмосферы (диапазон высот 15-90 км) традиционно считается одной из основных задач физики атмосферы Земли, поскольку температура воздуха является одним из ключевых параметров, определяющих условия протекания большинства фотохимических и динамических процессов на этих высотах. Кроме того, информация о вертикальном распределении температуры воздуха играет ключевую роль в процедуре восстановления распределений малых газовых составляющих средней атмосферы (в том числе озона) по данным пассивного дистанционного зондирования.

В настоящее время наиболее часто измерения температуры на различных высотах в средней атмосфере производятся дистанционно радиометрическими методами в диапазоне частот 50 – 60 ГГц, где расположена спин-вращательная полоса поглощения молекулярного кислорода, хотя отдельные исследования проводятся с помощью лидаров или контактными методами (зонды, ракеты). Основной объем информации получается из спутниковых радиометрических наблюдений, которые особенно эффективны для зондирования глобальной структуры средней атмосферы. Однако информация о быстрых вариациях температуры (с характерными временами от нескольких десятков минут до нескольких часов) на сравнительно небольших горизонтальных масштабах (от нескольких десятков до нескольких сотен километров), которая необходима как для корректного восстановления профилей малых газовых составляющих, так и при исследовании быстропротекающих процессов (связанных, например, с распространением и трансформацией внутренних гравитационных волн), не может быть получена из спутниковых данных. В этом случае наиболее перспективным (в том числе благодаря относительной дешевизне) является пассивное зондирование в линиях поглощения кислорода с поверхности Земли.

Дистанционное термическое зондирование средней атмосферы в миллиметровом диапазоне длин волн возможно благодаря существенной зависимости интенсивности и формы линий излучения/поглощения молекулярного кислорода от температуры воздуха, а также высокой стабильности вертикального распределения концентрации кислорода в атмосфере. Реализуемость задачи восстановления температуры в такой ситуации обусловлена имеющейся на сегодняшний день возможностью

создания высокочувствительных приемников со спектральным разрешением несколько сотен кГц и лучше, работающих в указанном диапазоне частот.

Молекулярный кислород в частотном диапазоне 50 ГГц – 70 ГГц имеет 37 линий спин-вращательных переходов с азимутальными квантовыми числами $1 \leq K \leq 37$. Ширины этих спектральных линий у поверхности Земли составляют ~ 1 ГГц при среднем частотном разнесении $\sim 0,5$ ГГц, поэтому они сливаются в, так называемую, полосу поглощения, центрированную к длине волны 5мм. Высокоинтенсивные линии с небольшими азимутальными числами располагаются в центре полосы, обуславливая большую (десятки непер) оптическую толщину атмосферы на соответствующих частотах. Они используются для термического зондирования стратосферы и мезосферы со спутников, а также для измерения температуры нижних слоев атмосферы (до высот 7 – 10 км) с помощью наземного зондирования. На краях полосы располагаются более слабые линии, отвечающие большим значениям K . Оптическая толщина здесь составляет от десятых долей до единиц непер. При пассивном зондировании с поверхности Земли на склонах полосы поглощения можно наблюдать отдельные линии, на центральной частоте которых яркостная температура собственного излучения атмосферы превосходит фоновый уровень на несколько градусов.

Возможности наземного пассивного зондирования средней атмосферы на частотах вблизи края 5мм полосы поглощения обсуждаются довольно давно [1,2]. Но, несмотря на продемонстрированную принципиальную возможность решения проблемы, до сих пор наземный вариант дистанционного измерения профиля температуры средней атмосферы не реализован. Такое положение связано со следующими обстоятельствами.

Во-первых, восстановление высотного профиля температуры стратосферы из данных пассивного наземного зондирования является некорректно поставленной обратной задачей, так как связь искомого профиля с экспериментально измеряемой величиной задается интегральным соотношением. Наиболее распространенные методы решения таких задач применимы в случае линейной зависимости подынтегрального выражения от восстанавливаемой величины. Обсуждаемая же задача существенно нелинейна. Метод решения таких задач был разработан сравнительно недавно.

Во-вторых, адекватная реальности математическая модель, описывающая атмосферное поглощение электромагнитного излучения в рассматриваемом частотном диапазоне, также была создана сравнительно недавно.

В-третьих, содержащий информацию о термической структуре средней атмосферы спектральный сигнал представляет собой малое возмущение на «фоне», формируемом нижними слоями атмосферы, что

накладывает очень жесткие требования на чувствительность измерительной аппаратуры.

В настоящее время появилась возможность преодолеть как технические, так и алгоритмические трудности решения описанной проблемы.

В данной работе предложен метод восстановления вертикального профиля температуры атмосферы по данным наземного наблюдения спектра яркостной температуры собственного излучения атмосферы в линии поглощения молекулярного кислорода, центрированной к частоте 53.066907 ГГц. В основе метода лежит байесов подход к решению некорректных обратных задач [3,4]. Метод позволяет, опираясь на информацию о шуме, неизбежно присутствующем в данных измерений, и используя известные априори свойства профиля, сделать статистические оценки искомой величины (вычислить, например, ее среднее значение, дисперсию, доверительные интервалы и т.д.).

Возможности метода продемонстрированы на модельной задаче. Показано, что восстановление возможно в средней атмосфере в интервале высот 20 – 55 км. Восстановление выполнено с использованием модели аппроксимации температурного профиля функцией в виде искусственной нейронной сети. Точность восстановления (95% доверительный интервал) в модельной задаче с дисперсией шума 0,1К при аппроксимации профиля температуры нейронной сетью из пяти нейронов с $\sigma_{\alpha} = 200\text{К}$, $\sigma_{\omega} = 0.21\text{км}^{-1}$, $\sigma_{\gamma} = 15$ для высот 20 – 55 км была лучше 10 К (10 К на границах и 8 К внутри интервала), что составляет порядка 2% от характерных значений температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.W. Waters // Nature. 1973. V. 242, № 5399. P. 506.
2. Н.Н. Маркина // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41, № 2. С. 175.
3. Я.И. Мольков, Д.Н. Мухин, Е.В. Суворов, А.М. Фейгин // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 752.
4. D.N. Mukhin, A.M. Feigin, Ya.I. Molkov, E.V. Suvorov // Advances in Space Research. 2006. V. 37. No 12. P. 2292.

РОЛЬ КОСМИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОБРАЗОВАНИИ И РАЗВИТИИ БИОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

М.Г. Гапочка

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Omne vivum e vivo - все живое из живого.

Знаменитый принцип Реди, сформулированный в семнадцатом веке, утверждает, что живое вечно, поскольку вечен окружающий нас мир. Сегодня, как и в то далекое время, трудно представить себе, что жизнь не имеет ни начала, ни конца. Трудно, если считать что жизнь – это особый способ существования материи, которому присущи эволюционное развитие, размножение, гомеостаз. Однако если считать что жизнь – это разумность материи, то есть возможность и необходимость создавать новые способы существования материи, становится понятным, что жизнь – вечна. Н.А. Умов пришел к следующему заключению: «К числу властвующих над нашей мыслью самообманов принадлежит мнение, что источник жизни внутри нас, между тем как он вне нас... [1]. Первичная биосфера в виде совокупности примитивных организмов могла образоваться, по убеждению В.И. Вернадского, только в результате закономерных изменений земных веществ и сил, благодаря связям нашей планеты с высокоорганизованной Вселенной, частью которой она является. «Говоря о появлении на нашей планете жизни, мы в действительности говорим только об образовании на ней биосферы» - утверждал В.И. Вернадский [2]. А.Л. Чижевский писал: «Жизнь же, как мы видим, в значительно большей мере есть явление космическое, чем земное. Она создана воздействиями творческой динамики космоса на инертный материал Земли. Она живет динамикой этих сил, и каждое биение органического пульса согласовано с биением космического сердца — этой грандиозной совокупности туманностей, звезд, Солнца и планет» [3].

Как же осуществляется связь организации биосферы с этой космической организованностью? В.И. Вернадский считал, что это происходит посредством электромагнитных излучений, простирающихся во всем известном нам спектре — от волн длиной в доли ангстрема до сверхдлинных волн. «Благодаря космическим излучениям, — писал он, — биосфера получает во всем своем строении новые, необычные и неизвестные для земного вещества свойства, и отражающий ее в космической среде лик Земли выявляет в этой среде новую, измененную космическими силами картину земной поверхности. Мы улавливаем и сознаем только ничтожную часть этих излучений, и среди них мы изучали почти исключительно излучения Солнца. Но мы знаем, что существуют и падают на биосферу волны иных путей, идущие от отдаленнейших частей космоса» [2].

3 мая 1924 года на собрании Русского ботанического общества А.И. Опарин выступил с докладом «О возникновении жизни», в котором предложил теорию возникновения жизни из бульона органических веществ. В качестве протоклеток Опарин рассматривал коацерваты – органические структуры, окружённые жировыми мембранами. Однако вероятность самосбора первой клетки равна вероятности самосбора первого самолета братьев Райт. Клетка, как и первичная биосфера, была «собрана» благодаря электромагнитным полям, существовавшим на Земле. Она была создана, образованным космосом, электромагнитным полем, которое определяет и контролирует все внутриклеточные процессы [5]. Биологическое поле клеточной популяции отвечает за все процессы этих клеточных образований. Так происходит на всех уровнях организованной материи, вплоть до биосферы.

Невозможно переоценить роль воды в образовании первичной биосферы. Регуляция всех процессов в клетке происходит в результате изменения свойств связанной внутриклеточной жидкой воды, определяющей все микро и макроскопические параметры клетки. С точки зрения физической химии живой организм — это сложная система коллоидных растворов, содержащих 60—90% воды. Посредством воды и водных систем космос, влияя на состояние коллоидных растворов, воздействует на живые организмы [4]. Можно утверждать, что явление жизни - это процесс существования водных систем, благодаря нахождению в электромагнитном биополе, генерирующему вторичное биогенное излучение, и отвечающего за все процессы, свойственные особому способу существования материи [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.А. Умов “Эволюция мировоззрения в связи с учением Дарвина” // Предисловие к кн. К. Штерн “Эволюция мира” М., 1909.
2. В.И. Вернадский “Живое вещество” М.: «Наука», 1978.
3. А.Л. Чижевский “Космический пульс жизни. Земля в объятиях Солнца. Гелиотараксия” М.: «Мысль», 1995.
4. Дж. Пиккарди “Химические основы медицинской климатологии”. Ленинград: Гидрометеорологическое издательство, 1967.
5. А.Г. Гурвич “Принципы аналитической биологии и теории клеточных полей”. М.: «Наука», 1991.

ПРИМЕНЕНИЕ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО СЕНСОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ю.К. Алешин, А.Б. Васильев, А.П. Сухоруков
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Нагрузка на пьезорезонатор за счет нанесенной массы приводит к резкому изменению его добротности. Исследуется применение пьезокварцевого сенсора с нанесенным тонким магниточувствительным слоем. Постоянная сила магнитного поля, действующая на магниточувствительный слой, хорошо контролируется и изменяет физические характеристики резонатора, что ведет к изменению частоты его базовых колебаний.

Для измерений была создана экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис. 1.

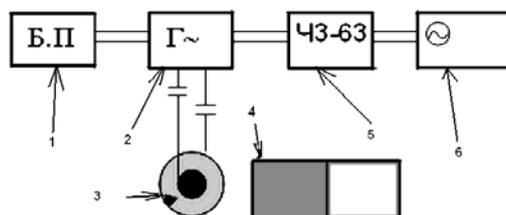


Рис. 1. Блок-схема установки.

1 - блок питания, 2 - генератор, 3 - ПКР с магнитным слоем, 4 - магнит, 5 - частотомер, 6 - осциллограф.

Пространственное расположение сенсора относительно линий индукции поля постоянного магнита представлено на рис. 2.

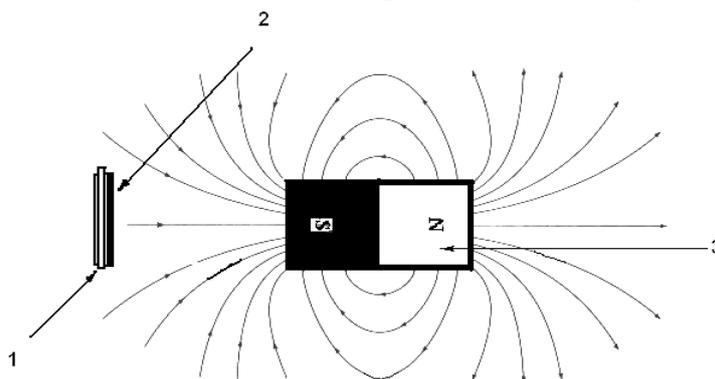


Рис. 2. Схематическое представление взаимодействия постоянного магнита с магниточувствительным сенсором. 1 – пьезокварцевый сенсор, 2 – нанесенное магниточувствительное покрытие, 3 – постоянный магнит.

Нанесенное покрытие - это магнитная жидкость, сорбирующаяся на кристаллах серебра. Магнитная жидкость представляет собой

кристаллы магнетита Fe_3O_4 , (10 нм), внедренные в стабилизатор (олеиновая кислота). Молекулы олеиновой кислоты являются линейными и их размер 2 нм. Кристаллы магнетита химически связываются со стабилизатором и представляют собой частицы с размерами 12 - 15 нм.

Плотность магнитной жидкости при 20°C равна $1,388 \text{ г/см}^2$, вязкость $15,99 \text{ спуаз} = 15,99 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{сек}$. Такие частицы легко попадают в поры электродов, размер которых гораздо больше.

Нами применялась генераторная схема, в которой ПКР служит частотоподающим элементом. Режим автоколебаний поддерживается на частоте, близкой к частоте параллельного резонанса ПКР. ПКР располагался на фиксированном штативе, рядом помещался штатив с постоянным магнитом. Магнитная жидкость перед нанесением разводилась керосином до более жидкого состояния. Итоговое объемное соотношение составило примерно $1/9 - 1/10$. Температура в лаборатории (20^0) и давление в процессе измерений не изменялись. Точность измерения расстояния отслеживалась по нониусу генераторного штатива (точность нониуса $0,1 \text{ мм}$.) Полученные результаты приведены на графике рис. 4. По полученным данным была рассчитана толщина нанесенного покрытия, которая составила около $8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Индукция магнитного поля используемого магнита была измерена с использованием миллитесламетра МЦРМИ ТП2-2У (диаметр измерительной головки 10 мм). Точность измерения индукции $0,1 \text{ мТл}$. Результаты измерений приведены на графике (рис. 5). При совмещении графиков на рис. 4 и 5 видно, что ход экспериментальной кривой, полученной на нашей установке, имеет тот же вид, что и кривая зависимости индукции нашего магнита от расстояния до измерительной ячейки миллитесламетра. Следовательно, изменение частоты нашего датчика линейно зависит от величины индукции магнитного поля (рис. 6).

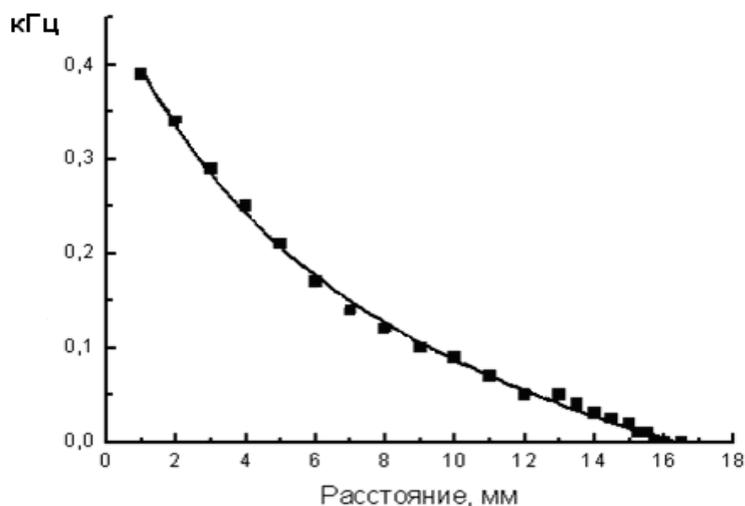


Рис. 4. Зависимость изменения частоты генератора от расстояния между ПКР и

МАГНИТОМ.

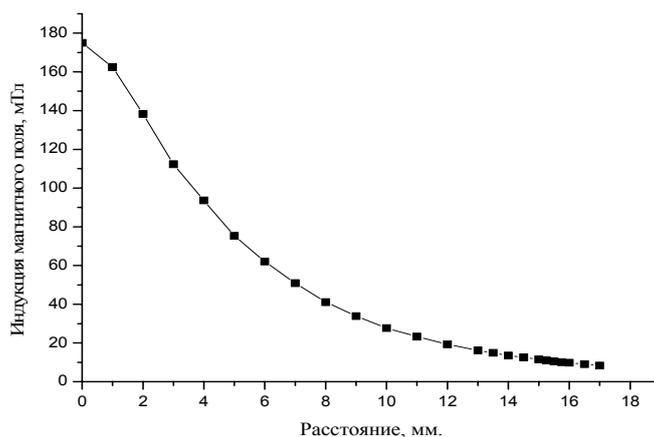


Рис. 5. Зависимость индукции магнитного поля от расстояния между ПКР и магнитом, полученная с помощью миллитесламетра ТП2-2У.

Экспериментальные данные были обработаны и в результате получено выражение, описывающее гиперболическую кривую

$$Y = -0.45 + 4.6 / X^2,$$

где Y- изменение частоты сенсора в кГц, X- расстояние от поверхности сенсора до магнита в мм (рис. 4).

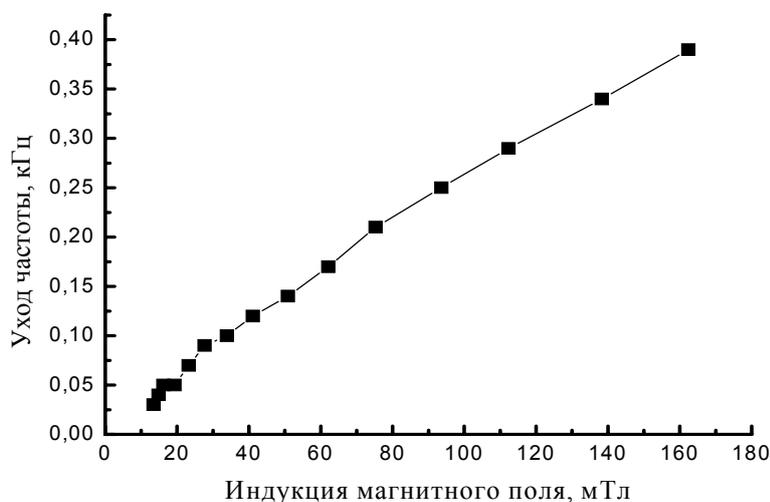


Рис. 6. Экспериментальная зависимость изменения частоты генератора от индукции неоднородного магнитного поля.

Нами были рассчитаны величины сил, действующих на поверхность ПКР; они составляют $F_{max} = 5,9 \cdot 10^{-10}$ Н, $F_{min} = 0,42 \cdot 10^{-10}$ Н.

Процесс до конца четко не определен и требует дальнейшего детального исследования.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ВОДОНЕФТЯНЫЕ ЭМУЛЬСИИ

Ю.А. Калинин, А.В. Стародубов, С.В. Березин

Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского»

В настоящее время существуют методы теплового, химического, механического и микроволнового воздействия на нефть, с помощью которых производится уменьшение вязкости нефти, ее отчистки от воды (обезвоживание), примесей и солей. Эффекты, возникающие при облучении образцов нефти электромагнитными полями, еще не достаточно полно изучены. В данной работе приведены результаты исследования влияния микроволнового излучения на водонефтяные эмульсии.

При подъеме обводненной нефти от забоя скважины до ее устья и дальнейшем движении по промысловым коммуникациям происходит непрерывное перемешивание нефти с водой, сопровождаемое образованием стойких эмульсий. Водонефтяные эмульсии представляют собой кинетически неустойчивые системы, стремящиеся к минимизации поверхности раздела фаз. Однако, в реальных условиях эксплуатации при добыче нефти во многих случаях образуются эмульсии, обладающие высокой устойчивостью. К причинам, обуславливающим агрегативную устойчивость нефтяных эмульсий, относят образование на границе вода – нефть бронирующих оболочек на поверхности капелек воды. Бронирующие оболочки образуются из так называемых естественных стабилизаторов эмульсий, а именно содержащиеся в нефти асфальтены, смолы, нафтены и парафины [1]. Кроме того, в состав бронирующих оболочек входят мельчайшие твердые частицы веществ (глина, кварц, соли и т. д.), находящиеся в добываемой скважинной жидкости во взвешенном состоянии. Задачи по разрушению бронирующих оболочек посредством воздействия на нефть микроволновым излучением в настоящее время представляется очень перспективным направлением исследований. Это обусловлено тем, что данная технология является экологически чистой (нет необходимости добавлять в нефть и соответственно производить высоко токсичные реагенты) и попутно, в перспективе, может позволить одновременно решать ряд проблем от обезвоживания высоковязких сортов нефтей до их отчистки от солей и примесей.

Для проведения исследований по влиянию микроволнового излучения были выбраны несколько образцов нефти, взятых из скважины в Саратовской области. Для каждого из образцов снималась зависимость затухания и КСВ от частоты. Так как основу бронирующих оболочек составляют асфальтены и смолы, которые являются полярными

веществами, то разумно предположить, что в зонах наибольшего затухания будет отмечаться наибольшее поглощение излучения, то есть именно в этом промежутке частот будут происходить разрушения связей полярных компонентов броневого оболочек.

Для изучения образцов водонефтяных эмульсий была использована разборная коаксиальная система, изображенная на рисунке 1, которая в силу своей широкополосности, позволяет проводить исследования в диапазоне частот от нескольких сотен килогерц до 3 ГГц. Для проведения исследований в диапазоне частот до 3 ГГц был использован анализатор СВЧ цепей Agilent Technologies ENA-L RF Network Analyzer E5062A.

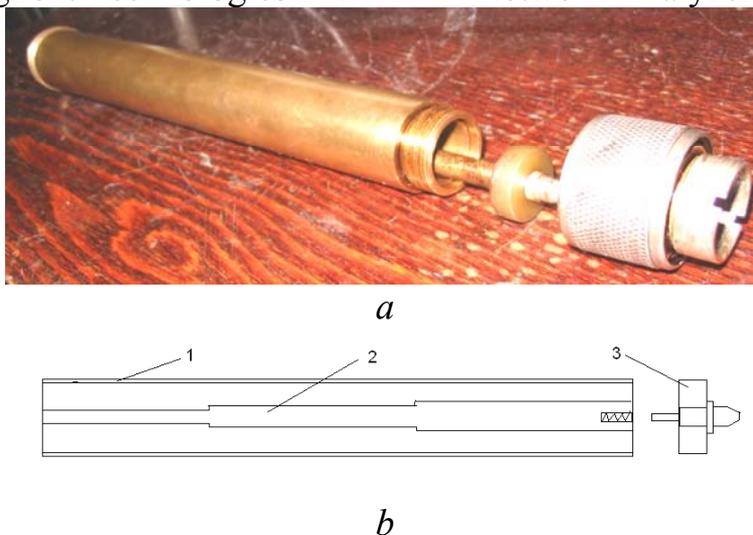


Рис. 1. Разборная коаксиальная система: *a* – фотография, *b* – принципиальная схема разборной коаксиальной системы: 1 – латунный корпус, 2 – центральный стержень, 3 – герметичная шайба.

Данное контрольно-измерительное оборудование позволяет проводить полное измерение *S*-параметров; коэффициента стоячей волны (КСВ), коэффициента усиления/ослабления, коэффициента отражения, коэффициента передачи, групповое время запаздывания.

В результате проведения экспериментов были исследованы три образца водонефтяной эмульсии с разной обводненностью: образец 1 с содержанием воды 50%, образец 2 с содержанием 40% и образец 3 с содержанием 25%. Образцы были приготовлены путем добавления соответствующего количества воды к исходной эмульсии. Затем для каждого из образцов были получены зависимости затухания и КСВ от частоты в диапазоне 300 кГц – 1 ГГц. Частоты выше 1 ГГц не рассматривались. Результаты, показанные на рис. 2, показывают, что для исследованных образцов значение затухания имеет ярко выраженные максимумы в рассматриваемом диапазоне частот. Именно в этом диапазоне частот можно ожидать резонансного взаимодействия компонентов броневого оболочек с полем. Существование ярко выраженных максимумов на графиках означает, что именно при значениях частоты, соответствующих максимумам затухания, энергия

поля интенсивнее всего поглощается полярными компонентами бронирующих оболочек эмульсии. Причем при уменьшении обводненности образца уменьшается значение затухания, и изменяется частота максимума затухания.

Очевидно, что при помещении эмульсии в поле с такой частотой, прочность связей между дипольными компонентами оболочки снизится, что ослабит ее прочность и в результате приведет к разрушению бронирующей оболочки.

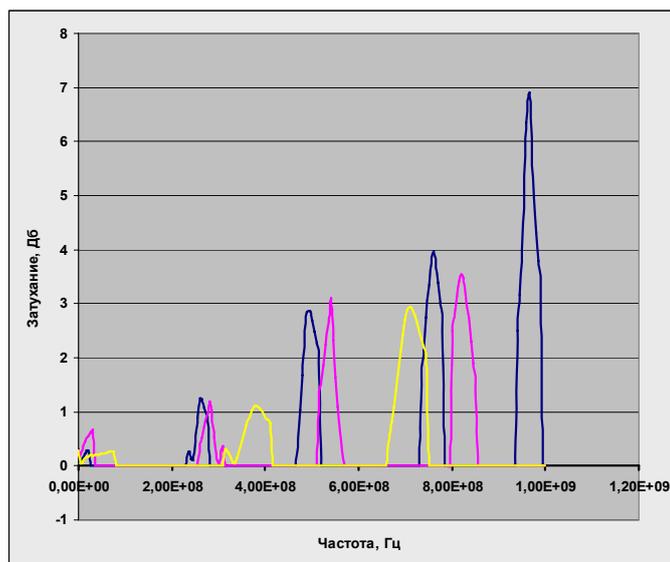


Рис. 2. Зависимость затухания от частоты поля для образцов с различным содержанием воды. Синим цветом показан образец с 50% содержанием воды, малиновым цветом – образец с 40% содержанием воды, желтым цветом - образец с 25% содержанием воды.

Как показали исследования, взаимодействие с компонентами оболочки происходит именно на частотах до 1 ГГц. Это связано с относительно большими размерами молекул асфальтенов, поэтому для их «раскачки» требуются ВЧ поля. В настоящее время известны [2] сверхширокополосные генераторы шумоподобных микроволновых колебаний с виртуальным катодом в тормозящем поле. Диапазон частот генерации таких приборов составляет от десятков мегагерц до нескольких гигагерц. Такие устройства с успехом могут быть использованы для повышения качества добываемой нефти, в частности высоковязких сортов нефтей (уменьшение ее вязкости, обезвоживание и т.д.)

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Тролов “Разрушение эмульсий при добычи нефти” М.: Недра, 1974 г., 271 с.
2. Е.Н. Егоров и др. // ЖТФ. 2007. Т. 77, № 10. С. 139.

ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ МИКРОСПЕКТРОСКОПИИ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ РУБИНОВЫХ ЗОНДОВ

К.Р. Каримуллин^{1,2}, Ю.Г. Вайнер², И.Ю. Ерёмчев², А.В. Наумов²

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН;

²Институт спектроскопии РАН.

Как известно, давление является одним из основных термодинамических параметров, определяющих свойства вещества и может выступать в качестве инструмента для исследования внутренней динамики различных соединений. Весьма важным и актуальным является изучение влияния давления на процессы уширения спектральных линий примесных молекул в аморфных (неупорядоченных) средах. На сегодняшний день наиболее адекватная модель, описывающая внутреннюю динамику аморфных соединений основывается на понятии двухуровневых систем (ДУС). Предполагается, что ДУС связаны с наличием свободного объёма в неупорядоченных средах. Именно этим и вызван интерес к исследованиям таких сред под давлением, которое рассматривается как средство изменения свободного объёма изучаемых веществ. Для постановки экспериментов при больших значениях внешнего гидростатического давления необходимо поместить исследуемый образец в камеру высокого давления (КВД). Данная работа посвящена созданию и апробации установки для измерения давления в оптической КВД на основе регистрации и анализа изменения параметров дублета в спектре флуоресценции микрокристалла рубина, внедрённого в исследуемый образец в качестве зонда.

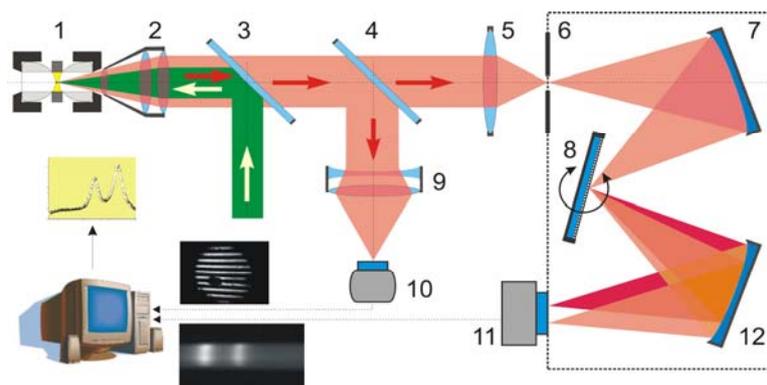


Рис. 1. Принципиальная схема установки для измерения давления в КВД. 1 – исследуемый образец в КВД; 2 – объектив; 3,4 – светоделительные пластинки; 5 – линза; 6 – входная щель спектрометра; 7 – входное зеркало спектрометра; 8 – дифракционная решетка; 9 – объектив; 10 – web-камера; 11 – ПЗС-камера; 12 – выходное зеркало спектрометра.

Экспериментальная установка по измерению давления (рис. 1) представляет собой спектрометр с дисперсией, достаточной для надёжного

разделения и регистрации компонент дублета (R_1 - R_2 линии), снабжённый люминесцентным микроскопом для детектирования флуоресценции микрокристалла рубина. Флуоресценция возбуждается излучением Ar-Kr лазера на длине волны 514,5 нм. Схема является конфокальной; микрообъектив 2 служит одновременно для фокусировки возбуждающего лазерного излучения и для сбора флуоресценции. При помощи светоделительной пластины часть пучка флуоресценции отводится на схему регистрации изображения поля зрения микрообъектива, благодаря которой можно визуально наблюдать исследуемый образец с большим увеличением. Регистрация спектра осуществляется с использованием многоканального приемника на основе ПЗС-линейки.

Для проведения экспериментов при больших значениях гидростатического давления, образец помещается в специальную камеру высокого давления (КВД). Она представляет собой устройство, где большое внутреннее давление в исследуемом образце создаётся за счёт сдавливания его в гаскете, зажатой между двух алмазных или сапфировых наковален. Наковальни прижимаются друг к другу при помощи каких-либо механических приспособлений – зажимов или винтов. Такая камера позволяет развить давление до 30 кбар.

Работа схемы измерения давления основывается на регистрации изменения спектрального расстояния между линиями в дублете флуоресцентного излучения рубина с центральной длиной волны $\lambda=692,76$ нм, при варьировании давления. Значение давления определяется либо по сдвигу линий, либо по величине расщепления дублета.

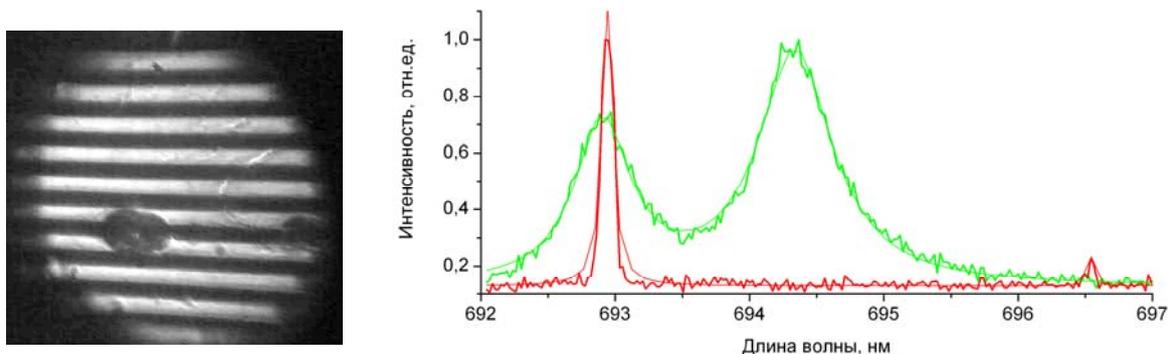


Рис. 2. Изображение микрокристалла рубина на электродной структуре с периодом 10 мкм (слева) и спектр его люминесценции с неоновыми реперами 692,947 нм и 696,502 нм (справа).

Для настройки схемы исследовался спектр флуоресценции микрокристалла рубина, закрепленного на электродной структуре с периодом 10 мкм. Изображение микроэлектродной структуры, с находящимся на ней кристаллом рубина приведено на рис. 2, а. Спектр этого кристалла размером 30 мкм, измеренный при атмосферном давлении и комнатной температуре в спектральном диапазоне 690–696 нм, приведён

на рис. 2, б. Спектральные параметры дублета: положение максимума R_1 -линии – 694,30 нм, R_2 -линии – 692,91 нм.

Спектр флуоресценции микроскопического кристалла рубина размером около 40 мкм, помещенного в объём рабочего образца – плёнку аморфного полиизобутилена, допированного молекулами тетра-tert-бутилтеррилена (ТВТ/РІВ), толщиной около 200 мкм, при атмосферном давлении и комнатной температуре, в сравнении с другими спектрами, обнаруживает «подставку», за счёт рассеянного света от РІВ и различных загрязняющих примесей.

Остановимся на описании эксперимента по измерению давления в образце полиметилметакрилата с примесью родамина-101 (Rh101/PMMA). Небольшое количество образца закладывалось в гasketу толщиной 0,8 мм с диаметром отверстия – 700 мкм. Гasketа с образцом зажималась между сапфировыми наковальнями, затем подкручиванием винта создавалось давление. На рис. 3 приведён участок спектра (дублет) флуоресценции рубина, при трёх рассчитанных значениях гидростатического давления: атмосферное (1 кбар), 4 кбар и 9 кбар. Спектральные параметры дублета: положение максимумов R_1 -линии – 694,34 нм, 694,53 нм и 694,67 нм соответственно. Параметры съёмки: время экспозиции – 5 с, накопление – 50, ширина щели спектрометра – 80 мкм.

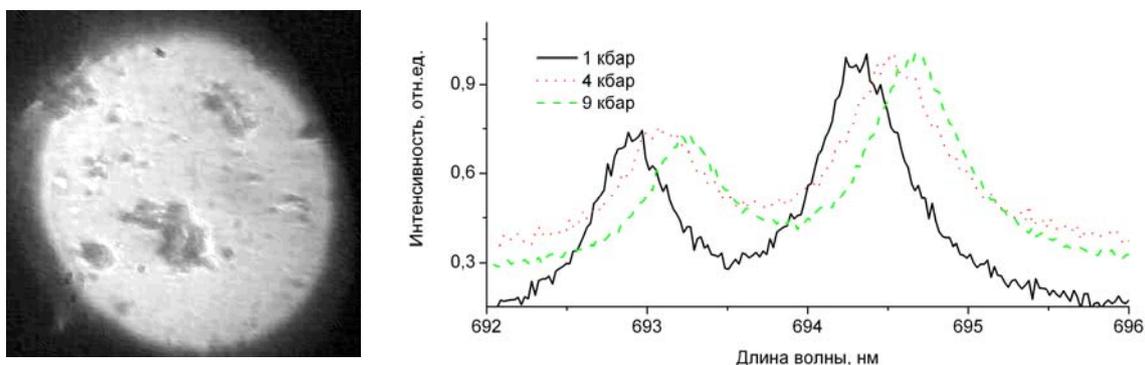


Рис. 3. Изображение образца ПММА с примесью родамина-101, с внедрённым в него рубином (слева) и спектр его флуоресценции при трёх разных значениях гидростатического давления (справа).

Чувствительная аппаратура позволяет надёжно регистрировать сигнал флуоресценции от микрокристаллов рубина, в том числе и от внедрённых в исследуемый образец полимера с примесью красителя. Рассчитанные спектральные параметры дублета рубина позволяют определить значение давления, прикладываемого к исследуемому веществу с относительной погрешностью не более 1 кбар.

ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРА

Г.А. Князев, В.Б. Волошинов

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

На сегодняшний день разработка эффективных акустооптических устройств, предназначенных для применений в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах с длинами волн $\lambda > 5$ мкм, является одной из важнейших задач акустооптики. Основные трудности создания приборов, предназначенных для работы в указанном диапазоне длин волн, связаны с обратно пропорциональной зависимостью эффективности дифракции от квадрата длины волны света. В современных серийно выпускаемых модуляторах и дефлекторах дальнего инфракрасного излучения используется кристалл германия. Коэффициент акустооптического качества германия M_2 , определяющий эффективность акустооптического взаимодействия, не превышает $200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$. Поэтому акустооптические устройства на основе германия требуют весьма большой мощности управляющего электрического сигнала, превышающей 10 Вт. Это влечет за собой необходимость применять системы охлаждения для отведения тепла от кристалла, что в свою очередь делает акустооптическую ячейку громоздкой и ненадежной. Очевидно, указанную проблему позволит решить применение материалов с более высоким коэффициентом акустооптического качества.

На сегодняшний день, помимо германия, список акустооптических кристаллов, пригодных для использования в дальнем инфракрасном диапазоне, ограничен кристаллами *TAS* (Tl_3AsSe_3), каломели (Hg_2Cl_2), бромида ртути (Hg_2Br_2) и теллура (*Te*). Среди указанных материалов наибольшим значением коэффициента акустооптического качества обладает кристаллический теллур. Известно, что максимальное значение коэффициента акустооптического качества теллура может достигать значений $M_2 > 100\,000 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$, что на два порядка превосходит данную характеристику других известных материалов. Однако возможность применения теллура в акустооптических устройствах до сих пор остается мало изученной.

Монокристаллический теллур является полупроводниковым кристаллом с достаточно малой шириной запрещенной зоны 0,3 эВ, которой определяется диапазон его прозрачности $\lambda = 4 - 25$ мкм. Как показали проведенные исследования, основным недостатком теллура является высокое поглощение энергии необыкновенной световой волны.

Известно, что в полосе длин волн $\lambda = 8 - 14$ мкм коэффициент поглощения необыкновенной волны в кристалле теллура превышает 4 см^{-1} . Таким образом, использование излучения необыкновенной поляризации в данном материале оказывается проблематичным. Поэтому, наиболее

просто в теллуре может быть реализована изотропная геометрия акустооптического взаимодействия, в которой падающий свет распространяется вдоль оптической оси кристалла. Такая геометрия позволяет отказаться от использования необыкновенной оптической волны при акустооптическом взаимодействии и тем самым избежать потерь света.

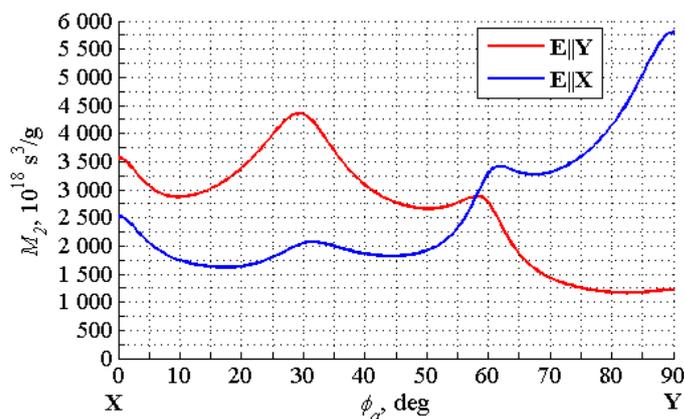


Рис. 1. Зависимость коэффициента акустооптического качества теллура при изотропной дифракции света, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла Z от направления ультразвука в плоскости XU

Из расчетов акустических характеристик кристалла следует, что наиболее удобна с практической точки зрения изотропная геометрия акустооптического взаимодействия, в которой звуковая волна распространяется вдоль оси X кристалла, так как в данном направлении все три акустических моды являются чистыми. Использование чистой моды позволяет всю энергию управляющего электрического сигнала преобразовывать в звуковую волну, участвующую в акустооптическом взаимодействии.

На рисунке 1 показана рассчитанная зависимость коэффициента акустооптического качества при изотропной дифракции света от направления ультразвука в плоскости XU кристалла. Можно видеть, что наибольшее значение коэффициента M_2 достигается при распространении ультразвука вдоль оси Y . Следует отметить, что в данном случае акустическая волна не является чистой модой, причем расчеты показывают, что в данную волну может преобразовываться лишь половина энергии акустической волны. Тем не менее, высокая эффективность дифракции может быть достигнута за счет величины коэффициента M_2 . Таким образом, существует два варианта изотропной геометрии акустооптического взаимодействия, перспективных для применения в ячейке на кристалле теллура. В обоих вариантах геометрии световая волна распространяется вдоль оптической оси кристалла, акустическую волну

необходимо направлять вдоль оси X (в данном случае волна является чистой продольной модой), либо вдоль оси Y (волна является квазисдвиговой модой). Поляризация света должна быть ортогональна направлению ультразвука, так как при этом достигается наибольшая величина коэффициента M_2 .

На рисунке 2 показана фотография исследованной в эксперименте ячейки. Данная ячейка была снабжена двумя пьезопреобразователями, что позволяло генерировать ультразвук как вдоль оси X (размер пьезопреобразователя $0,25 \times 0,8$ см), так и вдоль оси Y (размер пьезопреобразователя $0,5 \times 0,8$ см).

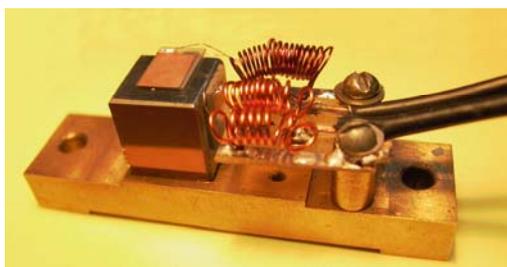


Рис. 2. Акустооптическая ячейка на теллуре.

Исследования акустооптической ячейки проводилось с использованием излучения CO_2 лазера на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм. Как показали, результаты эксперимента, наиболее перспективным является использование акустической волны, распространяющейся вдоль оси X кристалла. При мощности управляющего сигнала 1 Вт эффективность акустооптического взаимодействия достигала 83%, если ультразвук возбуждается в направлении оси X , и менее 30%, если звук возбуждается вдоль оси Y .

Таким образом, найдена оптимальная геометрия изотропной дифракции в кристалле теллура. Установлено, что наиболее перспективной является геометрия, в которой чистая продольная акустическая волна распространяется вдоль оси X кристалла, а свет направлен вдоль оптической оси и поляризован ортогонально направлению ультразвука.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 08-02-00717а, 09-02-01028а и НШ-671.2008.2

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, Г.А. Князев, Л.А. Кулакова // ЖТФ. 2008. № 10. С. 87.
2. Г.А. Князев, В.Б. Волошинов // Известия РАН серия физическая. 2008. Т. 72. №12. С. 1739.

ЭЛЕКТРОПОЛЕВАЯ ТОМОГРАФИЯ: РЕКОНСТРУКЦИЯ ОБЪЕКТОВ

А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин

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

Электрополевая томография (ЭПТ) - направление в квазистатической томографии, позволяющее визуализировать пространственного распределения электрических свойств объекта. Для бесконтактного получения изображения используется взаимодействие объекта и квазистатического радиочастотного электрического поля. Использование визуализации пространственного распределения проводимости для диагностики имеет значительные перспективы в биомедицине и позволит выявлять патологические процессы в тканях и органах на ранних стадиях, зачастую до появления изменений, видимых классическими методами, базирующимися на плотностном анализе, как-то: рентген, УЗИ, ЯМР. Поскольку возникновению отклонений в морфологии тканей предшествует изменение кровотока, видоизменение свойств клеточных мембран и количества жидкости в межклеточном пространстве. Все эти факторы приводят, в свою очередь, к значительным изменениям электропроводности тканей, чем и обусловлена потенциальная превентивность и высокая чувствительность всех импедансометрических методов томографии (электроимпедансной, магнитоиндукционной, электрополевой).

В предшествующих работах [1, 2] был представлен детальный теоретический анализ, показавший принципиальную возможность получения информации о внутренних свойствах проводящих объектов путём измерений сдвигов фаз между излучаемым полем и полем регистрируемым приемниками. Сдвиг фаз обусловлен т.н. релаксацией Максвелла-Вагнера в неоднородных проводящих средах, физической сущностью которой является отставание перераспределения свободных зарядов относительно внешнего поля в среде с конечной проводимостью и возникновение соответствующих запаздывающих источников вторичного поля на границах раздела и неоднородностях среды [2]. Позже в ходе ряда экспериментов на одноканальной системе и численного моделирования [3] было получено экспериментальное подтверждение теоретических оценок и выводов:

- наличие максимума сдвига фазы на релаксационной частоте среды;
- значение максимума не зависит от проводимости среды;
- незначительное влияние эффектов волнового распространения и допустимость использования квазистатической модели при численном решении прямых и обратных задач в электрополевой томографии.

В описываемом эксперименте использовалась 8-ми канальная система на базе микроконтроллеров фирмы Atmel нового семейства xMega. Микроконтроллеры обеспечивают исполнение команд управления

экспериментом от компьютера, генерацию синусоидального зондирующего поля и оцифровку регистрируемого сигнала с помощью 12-битного АЦП с частотой выборки до 2 МГц. Диапазон частот зондирующего поля - от 156 КГц до 9804 Гц, для его генерации используется встроенный в микроконтроллер 12-битный ЦАП с частотой преобразования до 1 МГц.

Была проведена серия экспериментов по реконструкции для реальных объектов, на рис. 1. представлен наиболее интересный. Размеры измерительной камеры: полный диаметр камеры 150мм, расстояние между электродами 85 мм, размер электродов 25 мм на 50 мм. Размеры баночек: внешний диаметр 23 мм, высота объёма с жидкостью 40 мм. Баночка с дистиллированной водой (проводимость 0.00052 См/м диэлектрическая проницаемость 80.6 релаксационная частота 115КГц) имеет чёрную крышечку, бело-прозрачную – с чистым спиртом (проводимость 0.000084 См/м диэлектрическая проницаемость 25.9 релаксационная частота 58 КГц). Примечательно, что изображение баночки с водой значительно менее контрастен, чем со спиртом, что обусловлено меньшим сдвигом фаз от воды, чем спирта (максимальный сдвиг обратно пропорционален диэлектрической проницаемости).

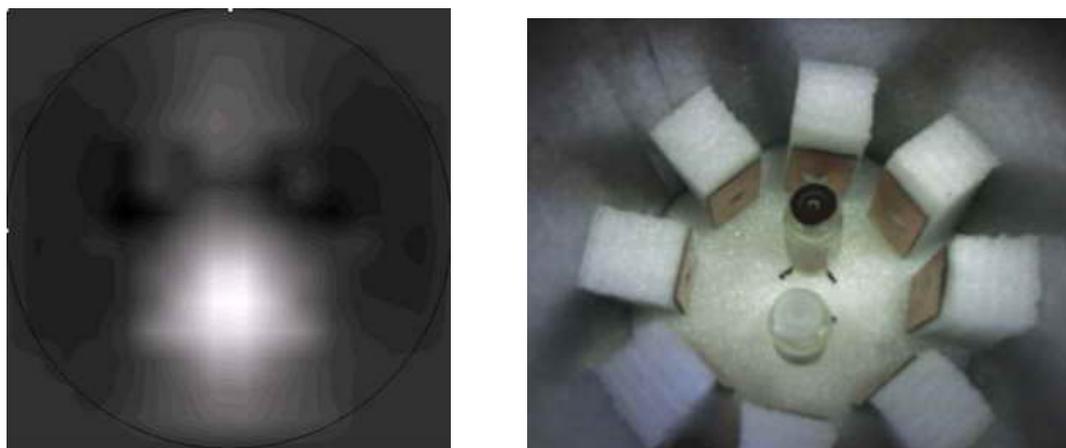


Рис. 1. Фотография и ЭПТ-томограмма на частоте 50 000 Гц двух объектов баночек, бело-прозрачная крышка – чистый спирт, чёрная крышка – дистиллированная вода.

Были получены частотные зависимости сдвигов фаз для образцов сред дистиллированной воды и спирта, аналогичные предъявленным ранее результатам [3]. Успешно восстановлены изображения для разных положений объекта, для объектов разных размеров, составного объекта.

Инвертирующее подключение усилителя тока оказалось более предпочтительным неинвертирующее усилитель напряжения см. рис.2:

-Заметное искажение уровня смещения подаваемого через R3, что порождает необходимость выделения постоянного уровня или компенсации его изменения для задания смещения следующим каскадам.

-Формирование дифференцирующей цепи возникающей непосредственно из межэлектродной ёмкости генератор – приёмник и резистора R3. И как следствие возникновение регистрируемого сдвига фазы, обусловленного появлением металлических объектов в измерительной камере (то есть изменением ёмкости генератор-приёмник в дифференцирующей цепи). Добавление конденсатора C1 шунтирует R3 и уменьшает это влияние, однако ослабляет сигнал.

-Значительно выше шум, что может быть вызвано более низкой устойчивостью неинвертирующего подключения с разделительной ёмкостью C2, которая обеспечивает единичное усиление постоянной составляющей сигнала, C3 добавляет устойчивости и уменьшает шум, однако, шунтируя R4, уменьшаем и коэффициент усиления входного каскада.

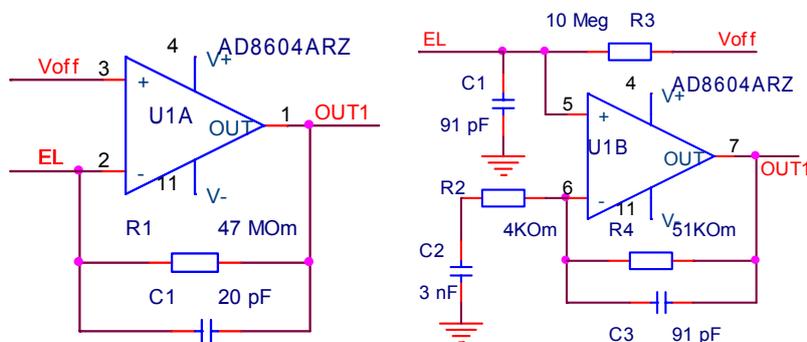


Рис. 2. Инвертирующее (слева) и неинвертирующее (справа) подключение первого каскада усилителя приёмника.

Серией изложенных экспериментов была продемонстрирована практическая реализация электрополевой томографии и её возможностей, изучены особенности реализации измерительной системы, проведена реконструкции изображения.

В ближайшем будущем предполагается, используя опыт, накопленный в работе с 8-ми канальной системой, создать 32-х канальную систему для работы с тканями человека (рабочие частоты единицы-десятки мегагерц) и получить изображения *in-vivo* объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Корженевский // РЭ. 2004. Т. 49. № 6. С. 761.
2. A.V. Korjenevsky // *Physiol. Meas.* 2005. V 26(2). P. S101.
3. A.V. Korjenevsky, T.S. Tuykin // *Physiol.Meas.* 2008. V. 29. S151.

ФМР, МАГНИТНЫЕ И РЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА МНОГОСЛОЙНЫХ
НАНОСТРУКТУР $(\text{CoFeZr})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}/(\text{a-Si})_y$

В.А. Вызулин¹, А.В. Горобинский¹, Ю.Е. Калинин², Е.В. Лебедева³,
А.В. Ситников², Н.Е. Сырьев³, Ю.И. Чекрыгина⁴, И.Т. Трофименко³,
И.Г. Шипкова⁴

¹Кубанский государственный университет,

²Воронежский технический университет,

³Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,

⁴Национальный технический университет (ХПИ)

Проведено сравнение магнитных и резистивных свойств гранулированных нанокompозитов и мультислойных наноструктур на их основе с прослойками кремния - $[(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_m(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-m}]_x/(\text{a-Si})_y$ с концентрацией магнитной фазы ниже и в области порога перколяции ($m=35$ и 45 ат.%). Обнаружены существенные отличия в их статических и магниторезонансных характеристиках.

Магнитные и резистивные свойства исследованных мультислойных структур “композит/полупроводник” сильно зависят от того, сплошные или островковые пленки формируются в слое магнитного композита и полупроводниковой прослойки. Показано, что не только концентрация магнитной фазы, но и толщина магнитных слоев и прослоек Si оказывает влияние на тип магнитного состояния системы (суперпарамагнитное, суперферромагнитное, ферромагнитное). Анализ формы петель гистерезиса, величин статической и динамической намагниченностей позволяет сделать заключение, что при нанесении отдельных слоев происходит изменение размеров гранул, расстояний между ними и взаимодействия магнитных элементов системы с кремнием, несмотря на наличие барьерного диэлектрического слоя.

Образцы изготовлены в Воронежском ГТУ методом ионно-лучевого распыления. Структуры содержали 40 бислоев “металл/полупроводник”. Толщина магнитного слоя $x = 0.78 - 3.2$ нм, слоя кремния $y = 0.5 - 6$ нм.

Использовался метод ферромагнитного резонанса (ФМР), измерения статических магнитных параметров и изучения характера электрической проводимости. Спектры ФМР при параллельной ориентации внешнего магнитного поля H относительно нормали к плоскости пленки снимались на частоте 9.13 ГГц. Петли гистерезиса были измерены высокочувствительным вибрационным магнитометром при комнатной температуре в полях до 1000 Э, приложенных в плоскости пленки. Электрическое сопротивление измерялось двухзондовым потенциометрическим методом.

Прослойки кремния вносят существенные изменения в свойства многослоев по сравнению с чистыми композитами, причем механизм влияния на магнитные и резистивные свойства различен. В качестве

примера на рис.1 приведены зависимости средней намагниченности образцов - $I_{обр}$, намагниченности слоев - $I_{слоя}$ и намагниченности, рассчитанной по значениям резонансных полей - $I_{ФМР}$ при параллельной ориентации магнитного поля относительно пленки от y для образцов с $m = 45$ ат.%, $x = 1.7 - 2.6$ нм. Там же приведены петли гистерезиса для различных интервалов толщин слоев.

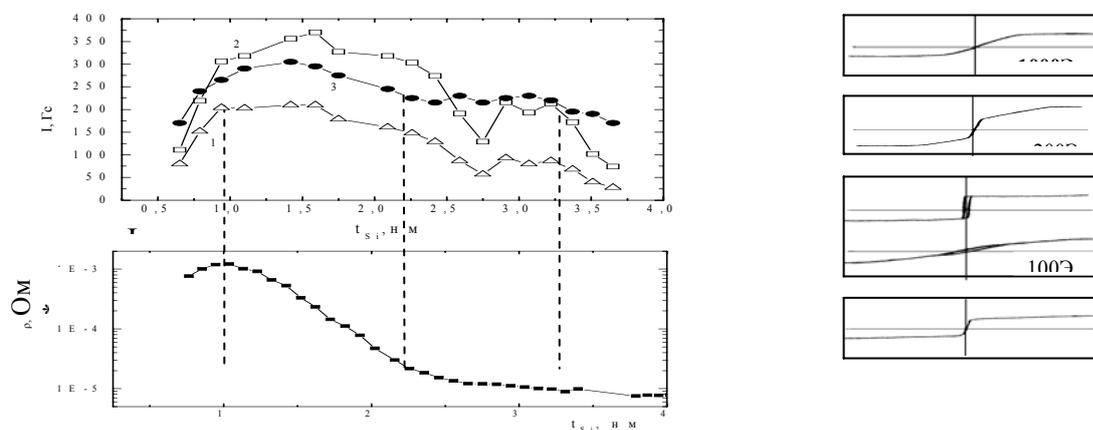


Рис.1. Δ - $I_{обр}$, \square - $I_{слоя}$, \bullet - $I_{ФМР}$

В образцах серии 1 при $x \leq 2$ нм магнитные слои имеют гранулированную структуру, взаимодействие гранул с ростом x меняется от суперпарамагнитного до ферромагнитного. При $x = 2.1$ нм, $y = 2$ нм на кривых намагничивания появляется гистерезис, а удельное сопротивление ρ указывает на переход от диэлектрической к металлической проводимости. Вероятно, это связано с появлением контактов между гранулами. При уменьшении x до $0.8 \div 1.35$ нм при том же m максимальная намагниченность при всех y не превышает 100 Гс и система явно находится в доперколяционном состоянии. Это говорит о том, что при малых толщинах магнитные параметры оказываются более чувствительными к толщине магнитного слоя, чем к концентрации магнитных гранул. Несмотря на то, что задаваемый состав композита в образцах с $m = 35$ ат. % $x = 1 \div 1.8$ нм соответствует доперколяционной области, намагниченность образцов этой серии оказывается выше, чем у образцов с $m = 45$ ат.% и $x = .8 \div 1.3$ нм (при одинаковых толщинах кремниевой прослойки). При толщинах прослойки кремния $y > 3-4$ нм, независимо от m , в образцах начинается резкий спад намагниченности. Частично это может быть связано с образованием силицидов, а также с явлениями на интерфейсе (например, с явлением переноса заряда).

Наблюдаемые спектры ФМР и значения резонансных полей сравнивались с данными, полученными на композитных материалах того же состава с толщиной 1.5 мкм. Вид спектров ФМР в композитах резко отличался от спектра многослойных образцов. Резонансные поля

однородного типа колебаний в композите и исследуемых мультислойках также сильно различаются.

Принципиально другие результаты наблюдаются при измерении электрического сопротивления. На рис 2 приведены зависимости удельного сопротивления ρ многослойных образцов от толщины прослойки кремния y . Для образцов с $m = 100$ ат.% (кривая 5) сопротивление слабо зависит от y и соответствует металлической проводимости. В образцах с $m = 45$ ат.% (кривые 1, $x=1.7-2.6$ нм и 2, $x=1-1.3$ нм) и $m = 35$ ат.% (кривые 3, $x=1-1.8$ нм и 4, $x=1.76-3.17$ нм) при малых y удельное сопротивление примерно равно удельному сопротивлению композитов с такой же концентрацией магнитной фазы (рис. 3). Это говорит о том, что при $y < 2$ нм, основными каналами проводимости образцов являются композитные слои. При $y = 1,5 \div 2$ нм в образцах наблюдалось резкое уменьшение ρ . Одновременно измерения на частоте 50 МГц показали скачок проницаемости. Сравнение с данными, полученными на образцах серии 1 (45 ат.%), показывает, что этот эффект трудно объяснить появлением контактов между гранулами.

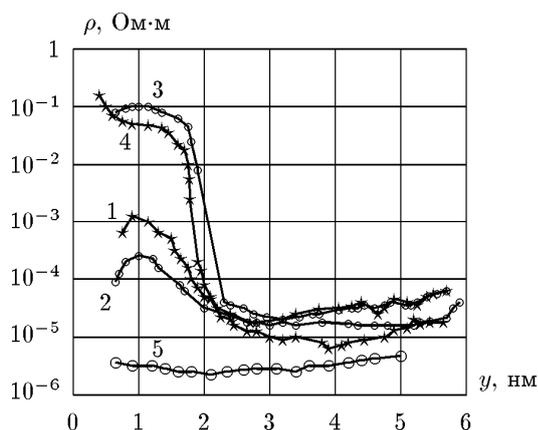


Рис. 2.

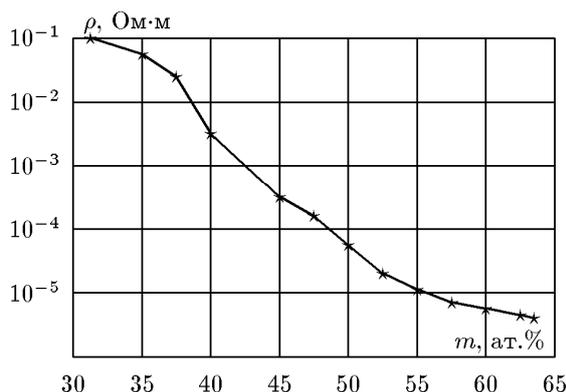


Рис. 3.

Действительно, в образцах серий 1 и 2 одинаковы концентрация магнитной фазы и толщины кремниевой прослойки. При $x < 2$ нм в образцах серии 1 наблюдается гранулированная структура. Тогда в образцах серии 2 при $x < 1.3$ нм структура должна быть гранулированной и уменьшение удельного сопротивления при $x = 1,1$ нм не может быть связано с контактом между гранулами. Тем более это относится к образцам с $m = 35$ ат. %. Предполагается, что при толщинах около 2 нм прослойки кремния становятся сплошными, и формируется дополнительный канал связи между магнитными гранулами. Удельное сопротивление образцов с $m = 46$ и 35 ат.% в этой области хотя и сильно уменьшается, но остается на порядок выше ρ образцов с $m = 100$ ат.%.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 08-03-99042) и НШ – 671.2008.2.1