

ЧАСТЬ 5. СПЕКТРОСКОПИЯ. ТОМОГРАФИЯ. ПЕРЕДАЧА И ПРИЕМ ИНФОРМАЦИИ

АПОДИЗАЦИЯ КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ В МЕТОДЕ
ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА ПО ФОРМАНУ

В.А. Вагин, В.Ф. Кравченко, В.И. Пустовойт, О.В. Хитров 5

СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОЙ
СОРБЦИИ

**П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, А.М. Макуренков, В.И. Тихонов,
А.А. Волков** 8

ПРИЧИНЫ СТАБИЛЬНОСТИ СПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ МОЛЕКУЛЫ
ВОДЫ

В.К. Конюхов 11

ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ
ТОМОГРАФИИ

А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин 14

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ТГЦ-СПЕКТРОСКОПИЯ В СИЛЬНЫХ
ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

**В.Б. Анзин, А.А. Волков, С.П. Лебедев, А.А. Мухин,
О.Е. Породинков, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор, М.Н. Казеев,
В.Ф. Козлов, Ю.С. Толстов** 17

АКТИВНО-ПАССИВНЫЕ ТЕРМОТОМОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С
ФОКУСИРОВКОЙ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Евтухов, О.Д. Румянцева 20

ПОПРАВКИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ К ЛЭМБОВСКОМУ СДВИГУ В
МЮОННЫХ АТОМАХ

**А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.С. Июдин,
А.А. Мутыгуллина** 23

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БИОТКАНИ НА
ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОХИМИОТЕРАПИИ

**Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, Д.Г. Мельников,
Л.С. Ляшенко** 26

БИФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

**А.А. Калинин, А.А. Калачев, Д.А. Калашников, А.В. Шкаликов,
В.В. Самарцев** 29

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕДНЫХ СПЛАВОВ ТИПА ЛС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ И СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ К.Ф. Ермалицкая, П.В. Дик	30
ДВУХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ В БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ТОМОГРАФИИ СО СКАНИРУЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ Ю.Н. Барабаненков, Ю.В. Гуляев, О.С. Кузнецова	33
МЕТОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОСЦИЛЛЯТОРАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ И.И. Попов, В.А. Козлов, В.Т. Нигматуллина	36
РАЗРАБОТКА ЭФФЕКТИВНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗАДАЧ СКАТТЕРОМЕТРИИ И МАГНИТООПТИКИ А.Н. Калиш, В.И. Белотелов, А.К. Звездин	39
АКТИВАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И МЕХАНИЗМ МИКРОВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ Г.И. Овчинникова	42
ОЦЕНКА ТОКСИЧНОСТИ РАСТВОРА КАДМИЯ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ М.Г. Гапочка, Н.Н. Кочерженко, М.Н. Новокович, А.С. Павлова	45
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА МЕТОДОМ СТАТИЧЕСКОЙ АСИММЕТРИЧНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ Г.Н. Жижин, А.П. Кирьянов, В.Ф. Кравченко, А.К. Никитин, О.В. Хитров	47
КОНТРОЛЬ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛ ДИМЕТИЛФОРМАМИДА И ДИХЛОРБЕНЗОЛА А.Г. Шмелев, А.В. Леонтьев, Г.М. Сафиуллин, В.Г. Никифоров, В.С. Лобков	50
ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ В РАЙОНЕ АЛЯСКИ ПО ДАННЫМ МОДЕЛЕЙ GAIM, IFM И ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ Е.С. Андреева, В.Е. Куницын, Е.А. Леонтьева	53

СОРТИРОВКА СПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ ВОДЫ НА НАНОПОРИСТЫХ СТРУКТУРАХ П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, А.А. Лескин, С.Н. Андреев, В.И. Тихонов, А.А. Волков	56
СТРУКТУРА ПОЛОС В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ Л.И. Булатов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, Е.Ф. Кустов, А.П. Сухоруков	59
СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА А.С. Акрестина, М.Ю. Аверкина, Н.С. Басько, Е.С. Гриднева, А.С. Вишнев, А.С. Стремужевская, А.Н. Логвиненко	62
ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО МЕТОДА МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛА В СОВРЕМЕННЫХ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ РАДИОСВЯЗИ П.Н. Захаров, А.К. Бабушкин, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов	65
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ МИНИМИЗАЦИИ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В МНОГОЛУЧЕВОМ РАДИОКАНАЛЕ А.К. Бабушкин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев	69
ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН Е.А. Пухов, А.Ф. Королев	72
ШУМОПОДОБНЫЕ ФАЗОКОДИРОВАННЫЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ: СИНТЕЗ, АНАЛИЗ, ПРИМЕНЕНИЕ А.Н. Леухин	75
ФОРМИРОВАНИЕ АЛФАВИТОВ ШУМОПОДОБНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ А.Ю. Тюкаев, Л.Г. Корнилова, А.Н. Леухин	78
ОБНАРУЖИТЕЛЬ ГРУППОВОГО ФАЗОКОДИРОВАННОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ ГАУССОВОЙ ПОМЕХИ Н.В. Парсаев, А.Н. Леухин	81

ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА ФЛУКТУАЦИИ УГЛОВ ПРИХОДА ВОЛНЫ ПРИ НАКЛОННОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ НЕОДНОРОДНОГО СЛОЯ А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько	84
СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ, ВЫДЕЛЕННЫХ МЕТОДАМИ GPS- РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ В.И. Захаров, А.С. Зиенко.....	87
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ А.С. Логгинов, А.Г. Ржанов, Б.Ю. Терлецкий, С.Э. Григас	92
ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА НА ЛИНИИ КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ – НАЗЕМНАЯ СТАНЦИЯ В.М. Шахпаронов, А. Эспиноза-Мильян	95
ВЛИЯНИЕ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ В.М. Шахпаронов.....	97

АПОДИЗАЦИЯ КОРРЕКТИРУЮЩЕЙ ФУНКЦИИ В МЕТОДЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СПЕКТРА ПО ФОРМАНУ

В.А. Вагин, В.Ф. Кравченко, В.И. Пустовойт, О.В. Хитров

*Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
Научно-технологический центр уникального приборостроения
Российской академии наук, Москва*

В современной Фурье-спектроскопии при восстановлении спектра из односторонней интерферограммы $-l \leq x \leq L$ ($l \ll L$) используют фазовую коррекцию. Она необходима для устранения ошибок связанных с рассогласованием фаз различных длин волн в точке, принимаемой за точку нулевой разности хода. Существует два основных приема [1] такого восстановления спектра: мультипликативный метод Мерца [2] и метод Формана [3]. Метод Мерца производит корректировку полученных спектров, а метод Формана является более длительным по обработке сигналов и используется для предварительной корректировки интерферограмм (их симметризации), а также позволяет производить цифровую фильтрацию до получения спектра.

Алгоритм метода Формана состоит из следующих этапов:

а) выделения из интерферограммы I_0 длительностью $-l \leq x \leq L$ ($l \ll L$) небольшой части I_1 длительностью x_1 ($-l \leq x_1 \leq l$) и вычисления из нее фазового спектра $\varphi_c(\nu)$;

б) вычисления корректирующей функции $F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\varphi(\nu)) \exp(-2\pi i x \nu) d\nu$, где

$\varphi(\nu) \approx \varphi_c(\nu)$, $\varphi(\nu)$ - фазовая ошибка;

в) аподизации корректирующей функции окном вида $y = (1-x^2)^2$.

г) свертка аподизированной функции $F(x)$ с интерферограммой I_0 .

Таким образом, получаем откорректированную одностороннюю интерферограмму. Одним из недостатком метода является использование единственной и неоптимальной функции аподизации корректирующей функции.

После фазовой коррекции в идеальном случае должна получиться симметричная двухсторонняя интерферограмма. Однако, из-за влияния ошибок вычислений, несовершенства фазовой коррекции, шума в интерферограмме - некоторая асимметрия интерферограммы остается. Критерий качества фазовой коррекции μ определяется сходимостью левой и правой частей двухсторонней интерферограммы, полученной после фазовой коррекции. При вычислении μ правая часть выбрана как эталонная функция:

$$\mu = \frac{\sqrt{\sum_i |x_i - y_i|^2}}{\sqrt{\sum_i |x_i|^2}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где x_i и y_i – дискретные отсчеты левой и правой стороны интерферограммы. Свертка корректирующей функции $F(x)$ с исходной интерферограммой I_0 представляет собой цифровую фильтрацию с использованием КИХ-фильтра. Корректирующая функция $F(x)$ является импульсной характеристикой фильтра, а функция аподизации – весовой функцией (ВФ). Аподизация[4] устраняет эффект Гиббса и уменьшает ярко выраженную асимметрию левой и правой частей интерферограммы в окрестности точек $\pm l$ при незначительном общем росте асимметрии интерферограммы. Это позволяет более точно восстанавливать спектры. На рисунке 1 приведены расхождения левой и правой частей интерферограммы без использования аподизации, а также с аподизацией функцией Кравченко $\text{Fur}_3^{0,07}(x)$.

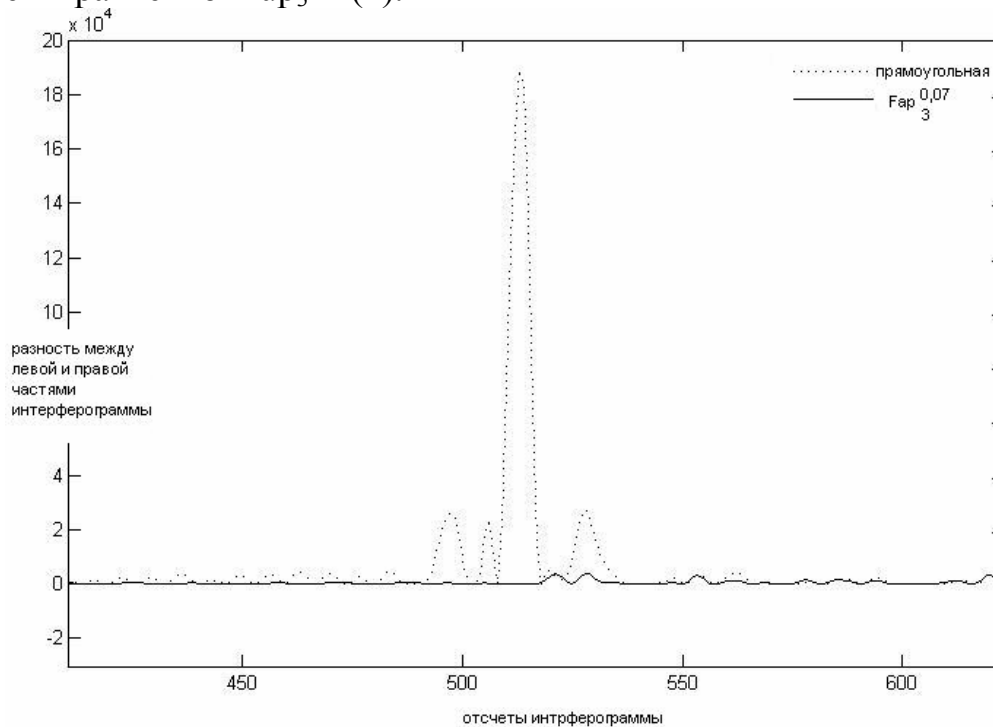


Рис. 1.

В работе впервые весовые функции Кравченко (окна)[5] использованы в качестве функций аподизации корректирующих. В таблице 1 представлены параметры критерия качества для некоторых ВФ (окон) в зависимости от числа отсчетов короткой двухсторонней интерферограммы I_1 . Применение ВФ (окон) Кравченко для аподизации корректирующей функции, построенных на основе атомарной функции Fur_n , позволяет достичь лучшего показателя симметрии интерферограммы (критерий

качества μ) в методе Формана, и выбрать оптимальные ВФ (окна) в зависимости от числа отсчетов короткой интерферограммы

Таблица 1

Весовая функция (окно)	Число отсчетов интерферограммы	Критерий качества фазовой коррекции μ %
прямоугольная	1024	3,7
$(1-x^2)^2$	1024	1,26
$(1-x^4)^4$	1024	1,25
Кравченко-Котельникова M=1000 a=3	1024	1,20
Кравченко $\text{Fur}_3^{0,07}(x)$	1024	1,20
Кравченко $\text{Fur}_2^{0,07}(x)$	1024	1,23
$(1-x^2)^2$	2048	1,12
$(1-x^4)^4$	2048	1,12
прямоугольная	2048	2,5
Кравченко $\text{Fur}_3^{0,07}(x)$	2048	1,03
Кравченко $\text{Fur}_2^{0,07}(x)$	2048	1,03
Кравченко $\text{Fur}_5^{0,04}(x)$	2048	1,02

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Вагин, М.А. Гершун, Г.Н. Жижин, К.И. Тарасов “Светосильные спектральные приборы” Под ред. К.И. Тарасова. М.: Наука, 1988.
2. L. Mertz // Appl. Opt. 1963. V. 2. P. 1331.
3. M.L. Forman, W.H. Steel, G.A. Vanasse. Correction of asymmetric interferograms obtained in Fourier spectroscopy // J. Opt. Soc. Amer. - 1966. V. 56, N1. P. 59.
4. А.Н. Морозов, С.И. Светличный “Основы Фурье-спектрорадиометрии” М.: Наука, 2006
5. В.Ф. Кравченко “Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям” М.: Радиотехника, 2003.

СПЕКТРОСКОПИЯ ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОЙ СОРБЦИИ

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

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия*

Термодинамически равновесный водяной пар при нормальных условиях на три четверти состоит из молекул H_2O с параллельно направленными спинами ядер водорода (*орто* H_2O) и на четверть – из молекул с разнонаправленными спинами (*пара* H_2O) [1]. Взаимные превращения *орто* и *пара* молекул маловероятны, по этой причине водяной пар – в прямом смысле двухкомпонентная газовая смесь с нормальным *орто/пара* (О/П) отношением равным 3:1. Следовательно, допускается возможность разделения водяного пара на *орто* и *пара* компоненты. В реальности такое разделение еще не достигнуто и его возможные последствия не изучены.

Проблеме О/П-разделения воды посвящен ряд работ [2,3], в которых О/П диагностика водяного пара осуществлялась спектральным методом на частотах в районе 1 ТГц с помощью электровакуумных генераторов - лампы обратной волны (ЛОВ). Задача диагностики стоит в максимально точном, быстром и удобном измерении отклонения О/П-отношения от нормального значения 3:1. В силу труднодоступности ЛОВов применение их в диагностических методах ограничено. Альтернативный подход, использующий в качестве генераторов излучения перестраиваемые диодные лазеры, продемонстрирован в работах [4,5]. В развитие этой идеи нами разработан специализированный прибор для непрерывного измерения линий поглощения водяного пара в течение длительного времени.

Целью ставится раздельное измерение концентраций *орто* и *пара* молекул воды в исследуемой газовой смеси. Используется метод абсорбционной спектроскопии: слой смеси просвечивается пучком электромагнитного излучения и измеряется коэффициент поглощения, из которого рассчитывается концентрация поглощающих молекул. Связь между спектральными интенсивностями падающего и прошедшего излучения задается законом Ламберта – Бера:

$$T_\nu = (I/I_0)_\nu = \exp(-\alpha_\nu \cdot L), \quad (1)$$

где T_ν – пропускание; I_0 и I – интенсивности падающего и прошедшего пучков, соответственно; α_ν – коэффициент поглощения; L – оптическая длина пути. В рамках такой модели концентрация n поглощающего

вещества пропорциональна площади под частотной зависимостью коэффициента поглощения α :

$$n \sim \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu \sim - \int_{-\infty}^{\infty} \ln(I/I_0)_{\nu} d\nu. \quad (2)$$

В нашем случае генератором излучения избран перестраиваемый диодный лазер (ПДЛ) с диапазоном перестройки частоты, приходящимся на две близкорасположенные *орто* и *пара* линии водяного пара. Линии лежат в ближней ИК области спектра на частотах 5393.65 см^{-1} (орто) и 5396.54 см^{-1} (пара) и соответствуют колебательно-вращательным переходам $2_{12}-3_{13}$ и $2_{02}-3_{03}$ молекулы воды из основного колебательного состояния 0_{00} в возбужденное 0_{11} . Поглощение излучения в линиях имеет резонансный характер, и формирование частотного контура (2) полностью определяется поглощением молекул воды.

Принципиальная схема прибора приведена на рисунке 1.

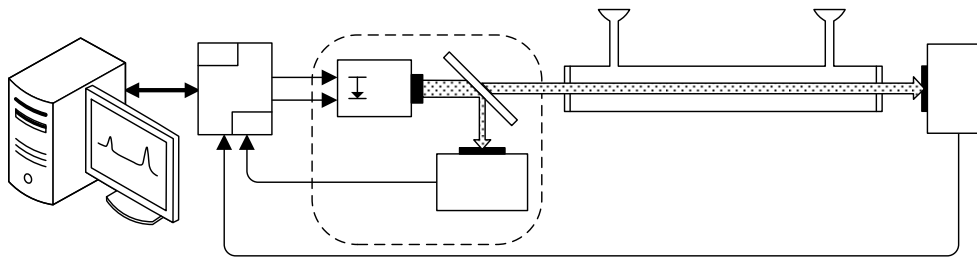


Рис. 1. Схема спектрометра.

1 – компьютер, 2 – блок управления и плата сбора данных, 3 – лазерный блок, 4 – перестраиваемый диодный лазер, 5а – основной фотоприемник, 5b – фотоприемник опорного сигнала, 6 – светоделительная пластинка, 7 – измерительная кювета.

Исследуемая смесь зондируется инфракрасным излучением на частотах резонансного поглощения *орто* и *пара* молекул воды ($\lambda \approx 1.85 \text{ мк}$). С частотой 2 Гц регистрируются спектральные *орто* и *пара* линии, из отношения интегральных интенсивностей которых в реальном масштабе времени рассчитывается *орто/пара* отношение. Точность лучше 1% обеспечивается в диапазоне парциальных давлений водяного пара от 0.01 до 20 Торр и буферного газа от 0 до 700 Торр.

При пропускании водяного пара через колонку с пористым адсорбентом удается наблюдать на выходе путем селективного детектирования *орто* и *пара* молекул отклонение *орто/пара* отношения от нормального значения 3:1. Эффект находит объяснение в рамках модели динамической сорбции. Предположительно, он связан со спиновой селективностью процесса диффузии молекул воды внутри адсорбента. Установка для создания условий динамической сорбции представлена на рисунке 2.

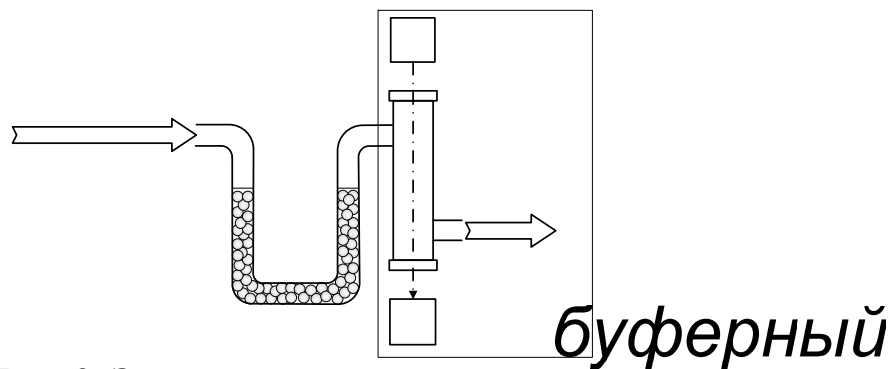


Рис. 2. Экспериментальная установка.
1 – измерительная кювета, 2 – лазерный генератор излучения, 3 – фотоприемник, 4 – адсорбционная колонка.

Помимо специального назначения диагностировать водяной пар на *орто/пара* состав прибор может иметь и более широкое применение для слежения за измерением концентраций газовых молекул воды, участвующих в различного рода физических, химических, и биологических процессах. Приборы такого сорта могут быть полезными для проведения исследований и диагностических работ в области в геологии, экологии, медицины, пищевой и нефтегазовой промышленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н. Townes, A.L. Schawlow "Microwave spectroscopy" NY-London-Toronto: McGraw-Hill, 1955.
2. V.I. Tikhonov, A.A. Volkov // Science. 2002. V. 296. P. 2363.
3. А.М. Макуренок, В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, В.И. Тихонов, А.А. Волков // Известия ВУЗов "Радиофизика". 2007. Т. 50. №10-11. С. 918.
4. A.I. Nadezhdinskii // Spectrochimica Acta A. 1996. V. 52. P. 1041.
5. E.V. Stepanov, V.I. Tikhonov, V.A. Milyaev // Quantum Electronics. 2005. V. 35. P. 205.

ПРИЧИНЫ СТАБИЛЬНОСТИ СПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ

В.К. Конюхов

Институт общей физики им. А.М. Прохорова, РАН, г. Москва

Удивительным и неожиданным свойством молекул воды и тяжелой воды оказалось временная стабильность их спиновых модификаций или спиновых изомеров, или орто-воды и пара-воды, которая проявляется в газовой, жидкой и твердой фазах. Список экспериментальных работ, на основе которых делается это утверждение содержится в [1,2].

В парах воды при взаимодействии с адсорбентом изменяются концентрации спиновых изомеров. Вместо равновесного значения концентраций орто: пара=3:1 происходит обогащение паров воды орто-модификацией. Такое неравновесное состояние разреженного водяного пара сохраняется при комнатной температуре несколько суток. Это означает, что квантовые переходы между модификациями в свободной молекуле воды происходят крайне редко. Следовательно, существует сильный запрет на орто-пара-переходы в молекуле воды.

Первая оценка времени спин-конверсии была сделана при работе со сверхзвуковыми струями, она оказалась равной нескольким минутам. Затем было измерено время спин-конверсии в жидкой фазе при комнатной температуре, оно оказалось порядка одного часа, такое же по порядку величины значение было получено в более поздних опытах [3,4]. Если неравновесную орто-пара-воду растворить в глицерине, то время спин-конверсии увеличивается до нескольких недель [5].

В настоящем докладе обосновывается тезис, что запрет на орто-пара-переходы имеет симметричный характер, что в основе запрета лежат различного вида симметрии, которые присущи молекуле $H_2^{16}O$.

Различаются симметрии четырех видов: **I** симметрия электронной оболочки, **II** симметрия ядерных функций протонов, **III** симметрия расположения ядер в пространстве и **IV** симметрия вращательного гамильтониана. Первые три симметрии в комбинации с симметрией вращательного гамильтониана имеют одно следствие: запрет на орто-пара-переходы в молекуле воды.

Первый наиболее известный запрет связан с симметрией электронной оболочки молекулы **I-IV**. Пространственное распределение электронной плотности в молекуле H_2O таково, что отлична от нуля только одна компонента дипольного момента, совпадающая по направлению с осью симметрии второго порядка.

Вращательные функции молекулы типа асимметричного волчка классифицируются по представлениям A, B_1, B_2, B_3 группы D_2 , группы инвариантности вращательного гамильтониана. Эта классификация

связана с формой молекулы только тем, что все три главных момента инерции молекулы оказываются различными.

Существование только одной компоненты дипольного момента типа разделяет множество вращательных состояний молекулы воды на два подмножества $M_p = \{A, B_2\}$ и $M_o = \{B_1, B_3\}$. По симметрии дипольные переходы разрешены внутри M_p и M_o , но запрещены между ними. Эти подмножества ассоциируются с пара-молекулами и орто-молекулами.

Второй запрет на орто-пара-переходы связан с перестановкой двух тождественных частиц в молекуле H_2O . Операция симметрии предполагает одновременную перестановку спиновых и пространственных переменных двух протонов. Роль пространственной волновой функции протонов выполняют вращательные функции молекулы. Эта симметрия типа **II-IV** имеет своим следствием антисимметричность полной волновой функции молекулы $H_2^{16}O$ относительно перестановки ферми-частиц. В данном случае полная функция состоит из произведения вращательной и спиновой функций молекулы. Предполагается, что молекула находится в основном электронном и колебательном состояниях. Эта симметрия лежит в основе определения спиновых модификаций или спиновых изомеров молекулы воды.

Существенно, что в этом случае спины протонов не являются свободными, но образуют устойчивые суперпозиционные комбинации с целочисленным значением спинового квантового числа S . Спиновые функции преобразуются по симметричному (орто $S=1$) и несимметричному (пара $S=0$) представлениям группы перестановок.

Запрет на орто-пара-переходы во вращательном спектре молекулы H_2O основан на сохранении антисимметрии полной волновой функции при взаимодействии молекулы с окружением. Чтобы переход реализовался, следует одновременно изменить вращательную и спиновую функции молекулы, что возможно только в случае одновременного действия возмущения в координатном и спиновом пространствах.

Последний вид запрета по симметрии **III-IV** не затрагивает спиновых степеней свободы молекулы и основан на симметрии пространственного расположения протонов в молекуле H_2O .

Основное утверждение состоит в том, что симметрия молекулы относительно операции, которая меняет местами протоны в молекуле, есть симметрия квантовой системы, как она понимается при установлении правил суперотбора. Это правило устанавливает запрет на образование вращательных суперпозиционных состояний, если состояния принадлежат различным спиновым изомерам.

Если принять во внимание запрет типа **III-IV**, то суперпозиционных функций из орто-пара-молекул быть не может до тех пор, пока молекула сохраняет ось симметрии второго порядка. Но переходы становятся возможными, если этой симметрии нет.

В заключение доклада можно описать условия, при которых орто-пара-переходы в молекуле H_2O становятся возможными. Общее условие состоит в том, что молекула должна потерять большую часть своих симметрий. Во-первых, спиновые моменты протонов не должны образовывать корреляционную связь, которая приводит к появлению целочисленных угловых моментов. Спины протонов должны взаимодействовать с внешними магнитными полями как свободные частицы. Во-вторых, пространственное расположение протонов в молекуле не должно быть симметричным относительно ядра кислорода. В этом случае исчезает запрет, который трактовался выше как правило суперотбора, и возникает компонента дипольного момента, лежащая в плоскости молекулы и направленная от протона к протону. За счет этой компоненты становятся возможными орто-пара-переходы в вращательном спектре молекулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.К. Конюхов // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2006. № 10. С. 36.
2. В.К. Конюхов // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2008. № 4. С. 9.
3. В.К. Конюхов, В.П. Логвиненко, В.И. Тихонов // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1995. No. 5-6. С. 83.
4. V.I. Tikhonov and A.A. Volkov // Science. 2002. V. 296. P. 2363.
5. А.М. Макуренов, В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, В.И. Тихонов, А.А. Волков // Известия вузов. Радиофизика. 2007. Т. L. № 10–11. С. 1.

ФАЗОВЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПОЛЕВОЙ ТОМОГРАФИИ

А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин
Институт Радиотехники и Электроники РАН

1. Введение

Электрополевая томография (ЭПТ) – одно из новейших направлений квазистатической электромагнитной томографии, помимо магнитоиндукционной томографии (МИТ) [1] и электроимпедансной томографии (ЭИТ) [2]. Квазистатическая электромагнитная томография проводится электромагнитным полем, при условии длинны волны зондирующего поля много больше размеров изучаемого объекта, что позволяет не учитывать волновой характер распространения электромагнитного поля. В частности, электрополевая томография использует только электрическую компоненту высокочастотного поля для бесконтактного исследования объекта и получения трехмерного изображения распределения электрических свойств объекта.

Обще известно, что идеальный проводник, помещенный в переменное поле, полностью экранирует поле внутри себя. Что происходит благодаря мгновенному перераспределению свободных носителей заряда, которые создают вторичное поле. Вторичное поле полностью компенсирует внешнее поле внутри проводника и позволяет находиться носителям в равновесии.

Если же проводник не идеальный, а конечного сопротивления, то носители немного запаздывают относительно внешнего поля, из-за конечного сопротивления среды, что вызывает сдвиг вторичного поля и сдвиг суммарного поля – вторичного и изначального внешнего поля. Величина этого сдвига зависит от геометрии, диэлектрической проницаемости, проводимости объекта и частоты зондирующего поля. Причём по частотной зависимости существует максимум для сдвига фазы вносимый объектом, его положение на частоте не зависит от геометрии объекта. А величина максимального сдвига фазы не зависит от проводимости объекта [3].

С помощью набора пространственно разнесённых электродов, можно собрать набор сдвигов фаз на электродах. И используя какой-либо алгоритм решения обратной задачи, восстановить трехмерное распределение электрических свойств изучаемого объекта, один из наилучших алгоритмов для квазистатической томографии - метод взвешенных обратных проекций вдоль линии электрического поля [1,3].

2. Сравнения восстановления изображения

Использовать планарную систему электродов кажется наиболее удобным для ряда практических приложений благодаря её простоте изготовления и компактности.

Был проведен численный эксперимент для сравнения качества и способности восстановления изображения систем с планарной и круговой

системой электродов, по заранее численно смоделированным наборам данных для моделей (см. рис.1, левый столбец) с частотой зондирующего поля 10 МГц. Данные были получены компьютерным моделированием прямой задачи - путём решения полного уравнения Максвелла методом конечно-разностной аппроксимации. Сверху две модели для планарной системы электродов, ниже одна для круговой системы электродов. Количество электродов одинаково для обеих систем и равно 16. Маленький, круглый объект - жировая ткань: проводимость $\sigma = 0.03$ См/м, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 10$. Большой эллиптический объект - мышечная ткань: проводимость $\sigma = 0.6$ См/м, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 150$.

Планарной системой даже простой объект (верхняя строчка рис.1) восстановлен с искажениями. В изображение составного объекта, трудно оценить включение, можно только предположить его наличие, из-за не симметричности изображения. Следовательно, планарная геометрия может быть использована только в системах требующих качественного анализа или обнаружения - без последующего визуального анализа изображения.

Круговая система позволяет визуально и четко оценивать размеры и качество включения (нижняя строчка рис.1). И является более перспективным, для приложений требующих последующего анализа восстановленного изображения, как-то биомедицина.

Качество восстановления определяется полнотой и независимостью набора данных – то есть количеством разнообразных силовых линий поля проходящих через различные участки объект и регистрируемых после электродами.

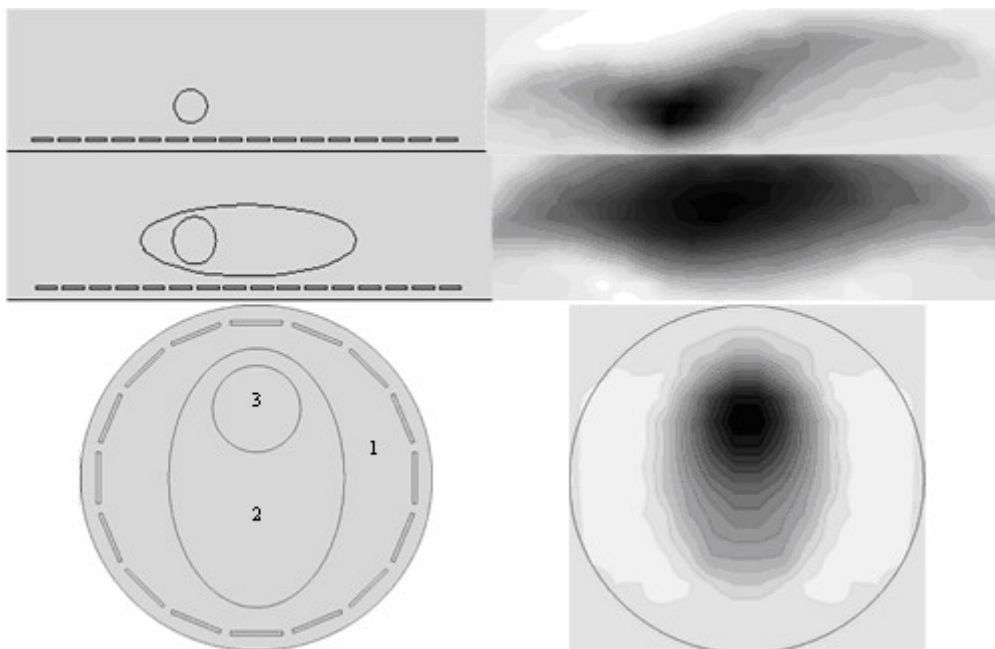


Рис. 1. Модели (левый столбец) и их восстановленные изображения (правый столбец), для планарной и круговой системы электродов.

В планарной системе большинство линий проходящих через объект не регистрируются вовсе. А те, что регистрируются, проходят через объект

более однообразно, и как следствие несут меньше независимой информации об объекте, чем в круговой системе.

3. Модуль фазового детектора

Ранее был экспериментально подтверждён базис электрополевой томографии [3, 4], однако измерения фаз были проведены с помощью внешнего синхронного вольтметра. Для реализации системы электрополевой томографии необходимо было реализовать компактный и высокоточный модуль измерения фазы обеспечивающий точность измерения более 0.01° на частотах измерений десятки мегагерц. Решение в виде квадратурного демодулятора, не обеспечивало требуемой точности измерений, при условии возможности изменения амплитуды сигнала, в силу наличия мертвого времени у современной микросхемы ключа 3-7нс (порядка 10% периода даже для 10МГц), и как следствие наличие зоны не чувствительность, невозможность отличить изменение фазы от изменения амплитуды.

Модуль был реализован на специализированной микросхеме - шинном анализаторе AD8302 с использованием 24-битного АЦП и микроконтроллера для генерации сигналов, получение и передачи данных в ПК. Далее в лабораторных условиях с использованием цифрового генератора Tektronix AFG3102 была проведена оценка точности и устойчивости измерения фазы сигнала разработанным модулем. Цифровой генератор одним каналом задавал тактовую частоту 50 МГц для микроконтроллера, из которой микроконтроллер создавал опорный сигнал 12.5 МГц и управлял микросхемой AD8302, с другого же канала генератора подавался измеряемый сигнал частоты 12.5 МГц.

В чувствительной области крутизна характеристики детектора составила 20 мВ/град. Среднеквадратическое отклонение в выборке из 100 последовательных измерений, выполненных с интервалом 5 мс с помощью АЦП модуля, составило менее 0.04 мВ, что соответствует доверительному интервалу измерений 0.007° .

Изменение выходного сигнала в течение 5 минут составило менее 0.1 мВ, что соответствует величине дрейфа менее 0.005° . Достигнутая точность измерений, является достаточной реализации системы электрополевой томографии для биологических объектов [3, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Корженевский, С.А. Сапецкий // Известия Академии наук. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 12. С. 1783.
2. Electrical Impedance Tomography: Methods, History and Applications/ Ed. By Holder D. Bristol: Inst. of Phys. Publ., 2005.
3. A.V. Korjnevsky // Physiol. Meas. 2004. V. 25(1). P. 391.
4. А.В. Корженевский, Т.С. Туйкин // Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. 2007. № 1. С. 60.

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ТГц-СПЕКТРОСКОПИЯ В СИЛЬНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В.Б. Анзин¹, А.А. Волков¹, С.П. Лебедев¹, А.А. Мухин¹, О.Е. Породинков¹,
А.С. Прохоров¹, И.Е. Спектор¹, М.Н. Казеев², В.Ф. Козлов², Ю.С. Толстов²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

²Российский научный центр «Курчатовский институт»

Россия, 123182, Москва, пл. Курчатова, 1

В данной работе описан поляризационный ТГц-спектрометр, совмещенный с генератором импульсных магнитных полей (ГИМП). Принцип действия спектрометра основан на измерении изменения пропускания квазиоптического ТГц-излучения заданной поляризации исследуемыми образцами под действием импульсного магнитного поля. Представлены результаты измерений магнитных резонансов в железиттриевом гранате $Y_3Fe_5O_{12}$, гематите $\alpha-Fe_2O_3$ и ортоферрите иттрия $YFeO_3$, демонстрирующие возможность поляризационных измерений на ТГц-частотах в импульсном магнитном поле микросекундного диапазона и работоспособность использованной квазиоптической схемы измерений.

Принципиальная схема установки поляризационной ТГц-спектроскопии в импульсных магнитных полях представлена на рис. 1.

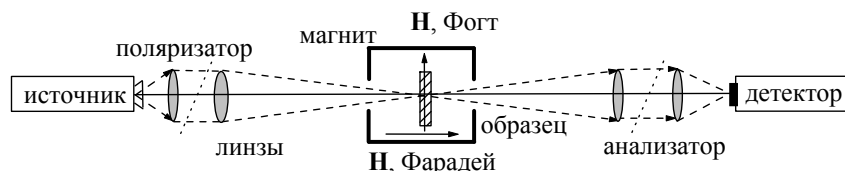


Рис. 1. Схема установки поляризационной ТГц-спектроскопии в импульсных магнитных полях.

В качестве источника ТГц-излучения в спектрометре использовалась лампа обратной волны (ЛОВ) [1], генерирующая излучение нужного диапазона. Излучение фокусировалось на тестируемый образец, закрепленный в держателе из оргстекла, и расположенный в центре соленоида ГИМП геометрии Фарадея или Фогта. Прошедшее через образец излучение фокусировалось на входное отверстие детекторной головки. Исходно поляризованное излучение ЛОВ дополнительно контролировалось сетчатыми поляризаторами. В результате достигалась степень поляризации излучения 99.99%. Сигнал с детекторной головки подавался через широкополосный усилитель на двулучевой цифровой осциллограф и далее на компьютер. На втором луче осциллографа регистрировался сигнал с пояса Роговского ГИМП или с магнитного зонда.

ГИМП создавал в соленоидах на основе массивных многовитковых спиралей, изготовленных из бериллиевой бронзы, импульсное магнитное поле амплитудой до 25 Т в геометрии Фогта и до 50 Т в геометрии Фарадея и длительностью импульса порядка 100 мкс. Соленоид соединялся с батареей конденсаторов емкостью до 4000 мкФ и напряжением заряда до 4.5 кВ через вакуумный разрядник. Максимальная запасаемая энергия составляла 40.5 кДж.

Магнитное поле в соленоиде измерялось с помощью магнитного датчика – зонда, представляющего собой катушку индуктивности. Калибровка магнитного зонда производилась с использованием известного ферромагнитного резонанса (ФМР) в железо-иттриевом гранате $Y_3Fe_5O_{12}$ [2] (ЖИГ) в диапазоне частот (180...260) ГГц.

Измерения магнитных резонансов в гематите проводилось в магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}_3$ (\mathbf{C}_3 – кристаллографическая ось) как в геометрии Фогта (поле в плоскости пластинки), позволяющей отдельно наблюдать квазиферромагнитную (Φ – мода) ν_1 ($\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$) и квазиантиферромагнитную (АФ – мода) ν_2 ($\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$) моды антиферромагнитного резонанса (АФМР), так и в геометрии Фарадея, в которой возможно наблюдение только моды ν_1 (\mathbf{h} – высокочастотное магнитное поле).

На рис. 2 представлены построенные на основе проведенных измерений частотно-полевые экспериментальные и теоретические зависимости мод АФМР в гематите.

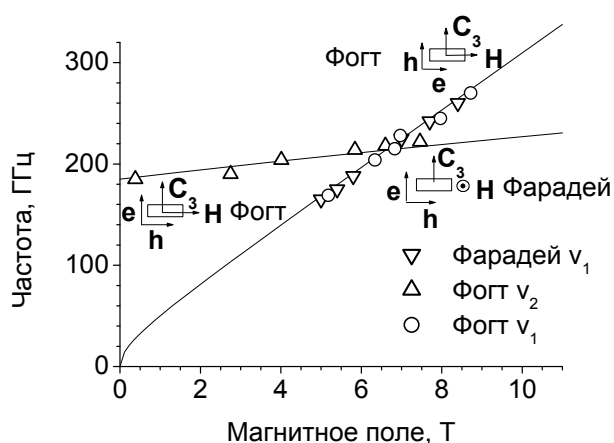


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости для Φ -моды (ν_1) и АФ-моды (ν_2) АФМР в гематите, полученные из поляризационных измерений в импульсном магнитном поле в геометриях Фогта ($\nu_{1,2}$) и Фарадея (ν_1). Схематически представлены поляризации электромагнитного излучения и ориентация магнитного поля относительно осей образца. Точки – эксперимент, линии – теория.

Наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории. Расчеты проводились без подгоночных параметров, так как большинство необходимых магнитных и диэлектрических характеристик гематита бралось из наших независимых спектроскопических измерений данного образца [3], а также других литературных данных [4]. Единственными подгоночными параметрами были ширины линий обеих мод АФМР $\Delta\nu_{1,2}$, которые брались равными, соответственно, 2.7 ГГц и 1.2 ГГц. Сравнение полученных результатов с данными работы [3] позволяет сделать вывод,

что возможное уширение линий, связанное с радиальной неоднородностью магнитного поля, находится в пределах естественной ширины линии магнитного резонанса.

Измерения спектров пропускания ортоферрита иттрия проводились на образце **a**-среза при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ -оси, т.е. в геометрии Фарадея. Полученная зависимость резонансной частоты Φ -моды АФМР ν_F от магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ представлена на рис. 3.

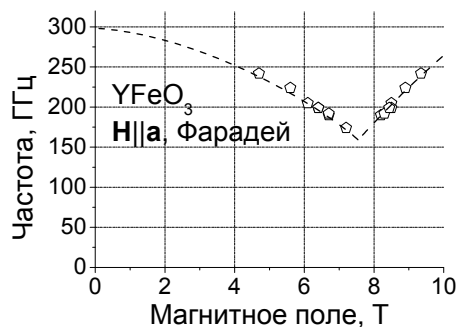


Рис. 3. Частотно-полевые зависимости для Φ -моды АФМР ν_1 в YFeO_3 , полученные из поляризационных измерений в импульсном магнитном поле в геометрии Фарадея. Точки – эксперимент, линии – теория.

Она находится в хорошем согласии с соответствующими литературными данными [5]. Минимум на зависимости $\nu_F(\mathbf{H})$ соответствует пороговому полю фазового спин-переориентационного перехода 2-го рода.

Проведенные тестовые измерения магнитного резонанса в железиттриевом гранате $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, гематите $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и ортоферрите иттрия YFeO_3 продемонстрировали возможность поляризационных измерений на ТГц-частотах в импульсном магнитном поле и работоспособность использованной квазиоптической схемы измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технологического центра, проект МНТЦ № 2459.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Volkov, G.V. Kozlov and A.M. Prokhorov // *Infr. Phys.* 1989. V. 29. No. 24. P. 747.
2. S. Geller, M.A. Gelleo // *Acta Cryst.* 1957. V. 10. P. 230.
3. К.С. Александров, Л.Н. Безматерных, Г.В. Козлов и др. // *ЖЭТФ* 1987. Т. 65. № 3. С. 591.
4. E.G. Rudashevskii, A.S. Prokhorov, L.B. Velikov // *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques.* 1974. V. MTT-22. P. 1064.
5. А.М. Балбашов, А.Г. Березин, Ю.М. Гуфан и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1985. Т. 41. № 9. С. 391.

АКТИВНО-ПАССИВНЫЕ ТЕРМОТОМОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С ФОКУСИРОВКОЙ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

В.А. Буров, К.В. Дмитриев, С.Н. Евтухов, О.Д. Румянцева

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Важной характеристикой биологического объекта является пространственное распределение его температуры. Оно позволяет судить об уровне метаболизма клеток, и является индикатором зарождающегося опухолевого процесса. Контроль температуры также важен при гипертермии. Традиционно задачу построения распределения температуры решают с помощью катетеров с термодатчиками, но этот метод является сложным и болезненным. Поэтому актуальна разработка неинвазивных средств контроля температуры. При этом желательно, чтобы используемый метод мог давать распределение и других характеристик ткани: фазовой скорости звука c , коэффициента поглощения α . Целью данной работы является рассмотрение томографических систем, использующих для анализа собственное термоакустическое излучение исследуемого объекта, дополнительно усиленного с помощью фокусирующих устройств.

Существенной сложностью при использовании термоакустических полей является их изначально низкое отношение сигнал/помеха. Для медицинских целей желательно иметь возможность контролировать температуру с точностью 1К при разрешающей способности не хуже 1 см. Тогда в предположении, что исследуемый участок составляет 1/100 объема объекта, входное отношение сигнал/помеха составит 1/30000. Улучшить его можно фокусировкой излучения в сочетании с корреляционным приемом.

В случае объекта, представляющего собой тонкий слой, играющий роль неоднородности по поглощению и фазовой скорости звука, задача решается относительно просто. В [1] теоретически и экспериментально показана возможность восстановления всех акустических и температурных параметров слоя на основе корреляционных измерений с применением анизотропной подсветки, когда один из дополнительных преобразователей излучает поле, аналогичное по свойствам термоакустическому полю объекта и соответствующего некоторой фоновой температуре T_{bg} . Для набора разных T_{bg} получается система уравнений, решение которой дает все искомые характеристики слоя. В общем случае объекта произвольной формы построение всех его акустических и температурных характеристик возможно с использованием полной кольцевой антенной решетки [2]. Недостатком такой схемы является необходимость участия в обработке десятков тысяч корреляторов а также чрезвычайная техническая сложность создания анизотропной подсветки для пары близкорасположенных преобразователей.

Для оценки возможностей одновременного применения фокусировки в сочетании с корреляционным методом, в зависимости от размеров источника термоакустического сигнала, была рассмотрена схема, состоящая из двух преобразователей вогнутой цилиндрической формы с угловым размером $\psi_0 = 1$ рад. В их общий центр помещался объект круглой формы, излучающий случайное акустическое поле в узкой полосе частот со средней длиной волны λ_0 . Уровень сигнала на выходе коррелятора определяется соотношением

$$K \sim \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R(\varphi)} \rho d\rho \int_0^{\psi_0} d\psi_1 \int_0^{\psi_0} d\psi_2 \cos \left\{ 2\pi \frac{\rho}{\lambda_0} [\cos(\varphi - \psi_1) - \cos(\varphi - \psi_2)] \right\},$$

где $\vec{r} = \{\rho, \varphi\}$ – радиус-вектор; функция $R(\varphi)$ определяет зависимость радиуса объекта от полярного угла φ , т.е. его форму. Тогда полная принимаемая мощность сигнала составляет

$$P \sim \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{R(\varphi)} \rho d\rho \left| \int_0^{\psi_0} \exp \left[i 2\pi \frac{\rho}{\lambda_0} \cos(\psi - \varphi) \right] d\psi \right|^2.$$

Графики этих зависимостей изображены на рис. 1. С ростом размеров объекта зависимость принимаемой мощности приближается к линейной в связи с линейным ростом площади перекрытия объекта фокальной перетяжкой. В то же время, уровень корреляции, достигая максимума при $R = \lambda_0/2$, далее уменьшается, осциллируя, до значения ≈ 0.15 . Это означает слабый вклад источников, лежащих вне области $R \leq \lambda_0$, в общую корреляцию.

Фокусировку излучения можно осуществлять с помощью линз или зеркал. Линзы обладают ограниченной светосилой и имеют потери на отражение от них излучения. Поэтому применение зеркал является предпочтительным, но ограничено аберрацией (имеющей место и для линз). Общая схема установки изображена на рис. 2. Исследуемый объект представляет собой совокупность областей (O_1 - O_3 на рисунке) с размером, соответствующим выбранному разрешению. Объект окружен системой зеркал с угловыми размерами каждого зеркала ψ_0 . Изображения разных областей в зеркалах перекрываются между собой. Кроме того, изображения лежат в области, где расположен сам объект, что не дает возможности расположить там приемные преобразователи. Поэтому предлагается использовать основные зеркала M_1 - M_4 конической формы. Попеременное чередование конического скоса вверх и вниз позволяет разделить изображения от соседних зеркал. Помимо этого, в схему

вводятся дополнительные зеркала, которые выводят изображения за пределы объекта, не перекрывая сигнал от него.

Проводилось численное моделирование с подбором положений преобразователей, обеспечивающих максимальное значение попарных уровней корреляции. В качестве источников были выбраны квадраты размером $4\lambda_0 \times 4\lambda_0$, расположенные вдоль линии, перпендикулярной оси системы. В итоге удалось построить конфигурацию, позволяющую вести прием с уровнями корреляции не ниже 0.7. На основе результатов моделирования была получена оценка достижимой чувствительности и разрешающей способности системы. Для углового размера зеркал $\psi_0 = 30^\circ$ и элементов разрешения $4\lambda_0 \times 4\lambda_0$ получена чувствительность $\Delta T \approx 2\text{К}$ при параметре накопления $F_t = 10^8$. Следует отметить, что разработанная схема имеет существенно меньшее число приемных преобразователей и корреляторов, чем полная кольцевая схема; при этом ее чувствительность оказывается примерно в 2 раза меньше при фиксированном параметре накопления. Кроме того, в такой схеме возможно создание анизотропной подсветки, для чего с другой стороны от объекта вводится аналогичная зеркальная система, и дополнительные преобразователи, аналогичные приемным, создающие термическую подсветку.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, П.И. Дариалашвили, С.Н. Евтухов, О.Д. Румянцева // Акустич. журн. 2004. Т. 50. №3. С. 298.
2. В.А. Буров, Е.Е. Касаткина, А.О. Марьин, О.Д. Румянцева // Акустич. журн. 2007. Т. 53. № 4. С. 580.

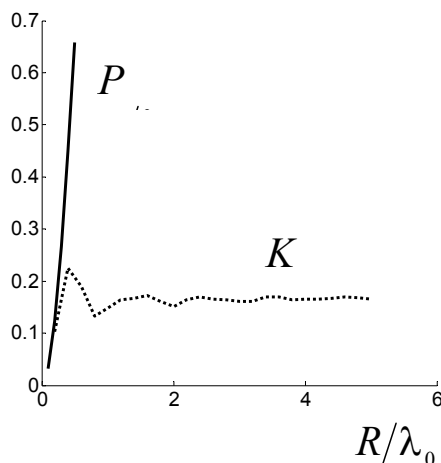


Рис. 1. Зависимость полной принимаемой мощности P и уровня корреляции K от радиуса R источника термоакустического излучения.

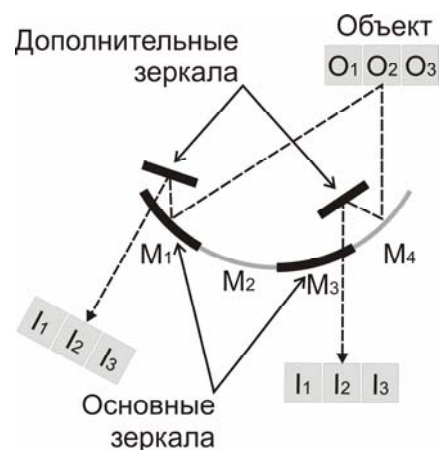


Рис. 2. Схема установки с использованием зеркал.

ПОПРАВКИ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ К ЛЭМБОВСКОМУ СДВИГУ В МЮОННЫХ АТОМАХ

А.А. Васильев, Р.Х. Гайнутдинов, А.С. Июдин, А.А. Мутыгуллина
Казанский государственный университет им. В.И. Ульянова-Ленина

Несмотря на то, что мюонные атомы представляют большой интерес на протяжении последних нескольких десятилетий, до сих пор существуют расхождения между экспериментальными данными и теоретическими расчетами энергетических уровней мюонных атомов [1]. Самым значимым источником поправок к значениям энергий уровней мюонных атомов являются эффекты поляризации электронного вакуума. В работах [1-2] эти эффекты рассматриваются с использованием формализма квантовой электродинамики, во многом основанного на адиабатической гипотезе. Например, в работе [2], претендующей на большую точность, в которой рассчитываются поправки шестого порядка, все же различия между теорией и экспериментом не укладываются в ожидаемую точность стандартных квантовоэлектродинамических вычислений. Это показывает ограниченность применения стандартной КЭД. Поэтому в данной работе для описания взаимодействия между ядром и мюоном мы используем обобщенную квантовую динамику (ОКД), развитую в работе [3]. Преимущество использования формализма ОКД заключается в том, что он позволяет описывать динамику системы, взаимодействие в которой является нелокальным во времени. Это, в частности, открывает возможность для построения эффективных теорий, в которых явно учитывается естественная нелокальность эффективного взаимодействия. В работе [4] был получен оператор взаимодействия, являющийся суммой оператора, описывающего кулоновское взаимодействие мюона с ядром, и оператора, который описывает нелокальное взаимодействие, связанное с поляризацией вакуума. Теория, развитая в настоящей работе, является обобщением обычной теории мюонных атомов, в которой поправка к кулоновскому потенциалу, связанная с поляризацией вакуума, описывается потенциалом Юлинга. С точностью до $\alpha(Z\alpha)$ эти теории приводят к одинаковым результатам. Это означает, что эффекты нелокальности проявляются в поправках к лэмбовскому сдвигу в мюонных атомах в более высоком порядке. Следует отметить, что эти нелокальные поправки имеют совершенно другую природу чем поправки Калина-Сабри и Вэйчманна-Кролла. Это означает, что имеются поправки к лэмбовскому сдвигу в мюонных атомах, которые не учитываются в обычной теории. Эти поправки относятся к поправкам более высокого порядка $\alpha(Z\alpha)$.

В настоящей работе исследования были проведены для мюонного водорода. Мюонный водород является одним из важнейших объектов исследований в КЭД и теории мюонных атомов. Это связано с тем, что с

одной стороны все характерные для мюонных атомов КЭД эффекты проявляются и в случае мюонного атома, с другой стороны структура ядра таких атомов не сказывается на наблюдаемых так существенно, как в случае тяжелых мюонных атомов, и при расчетах можно использовать приближение точечного ядра. Оператор Грина мюона в поле ядра можно представить в виде

$$G(z) = \sum_n \frac{|\psi_n\rangle\langle\psi_n|}{z - E_n^0 - C_n(z)}. \quad (1)$$

Здесь $|\psi_n\rangle$ – собственные вектора гамильтониана в уравнении Дирака, E_n^0 – энергия, т.е. собственное значение гамильтониана Дирака. Функция $C_n(z)$ в пропагаторе (1) будет описывать взаимодействие атома с вакуумом. Решение обобщенного динамического уравнения в лидирующем порядке [4] приводит к следующему выражению для $C_n(z)$, соответствующего дискретной части спектра

$$C_n(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} U_n(p) \langle \mathbf{p}_2 | B_{pol}(z) | \mathbf{p}_1 \rangle, \quad (2)$$

где

$$U_n(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^3 r |\psi_n(\mathbf{r})|^2 \exp(-i\mathbf{p}\mathbf{r}),$$

$p = |\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1|$ и $B_{pol}(z)$ – оператор, описывающий нелокальное взаимодействие, связанное с поляризацией вакуума [4]. Энергия связанного состояния определяется значением $z = E_n$, при котором гриновский оператор (1) имеет полюс, т.е.

$$z - E_n^0 - C_n(z) = 0. \quad (3)$$

С точностью до второго порядка для энергии связанного состояния получается выражение

$$E_n = E_n^0 + C_n(E_n^0) + C_n(E_n^0) \frac{d}{dz} C_n(z) \Big|_{z=E_n^0} \cdot (1 + O\{\alpha(Z\alpha)\}). \quad (4)$$

Здесь $C_n(E_n^0)$ в точности совпадает с поправкой Юлинга, получаемой в рамках обычного подхода к теории мюонных атомов

$$C_n(E_n^0) = \frac{2Z\alpha^2}{3\pi^2} \int_0^\infty dp p^2 U_n(p) \int_1^\infty dx \frac{(x+1/2)\sqrt{x-1}}{x^{5/2}(4m_e^2 x + p^2)}.$$

Тогда величину

$$E_{n,non} \equiv C_n(E_n^0) \frac{d}{dz} C_n(z) \Big|_{z=E_n^0} \cdot (1 + O\{\alpha(Z\alpha)\}) \quad (5)$$

можно рассматривать как поправку к юлинговской поправке. Эту поправку можно назвать нелокальной, поскольку она представляет собой разность значения энергий состояний мюонного атома, полученного путем решения обобщенного динамического уравнения с нелокальным во времени

оператором взаимодействия и решения уравнения Дирака, в котором к кулоновскому потенциалу добавлен потенциал Юлинга. С другой стороны, поправка Юлинга может быть получена в рамках формализма адиабатической S -матрицы. Преимущество подхода к теории мюонного атома, основанного на формализме ОКД, заключается в том, что в его рамках амплитуда $C_n(z)$, описывающая взаимодействие атома с вакуумом, определяется не только в точке $z = E_n$, что позволяет, используя уравнение (3), точно определить значение энергии, при которой оператор Грина имеет полюс, а это и есть точное значение энергии. Используя выражение (5), мы провели расчет нелокальных поправок к энергетическим уровням состояний $1s$, $2s$ и $2p$ мюонного атома водорода и сравнили их с поправками шестого порядка, полученными в работе [2], в которой утверждалось, что этими поправками исчерпываются поправки к энергетическим уровням мюонного водорода в шестом порядке (α^3) теории возмущений. Однако наша нелокальная поправка сопоставима по величине с поправками шестого порядка и ее необходимо учитывать для того, чтобы уменьшить расхождения между теорией и экспериментом.

В данной работе было показано, что учет зависимости от z в операторах взаимодействия и в гриновских операторах приводит к дополнительным поправкам $E_{n,non}$ (5), которые нельзя получить в рамках стандартной КЭД. Эти поправки были рассчитаны для мюонного атома водорода и оказались сопоставимы по величине с поправками шестого порядка КЭД. Важно, что с ростом Z величина нелокальной поправки растет быстрее чем величина поправок Калина-Сабри и Вэчманна-Кролла и для тяжелых мюонных атомов эти поправки могут быть сопоставимы. Можно надеяться, что учет этой новой поправки позволит уменьшить расхождение между теорией и экспериментом в случае мюонного атома ^{208}Pb , которое, как отмечалось в работе (1), не может быть устранено путем моделирования поляризации ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Haga, Y. Horikawa, H. Toki // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 044315-1.
2. T. Kinoshita, M. Nio // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 3240.
3. R.Kh. Gainutdinov // J. Phys. A: Math. Gen. 1999. V. 32. P. 5657
4. R.Kh. Gainutdinov, A.S. Iyudin, A.A. Mutygullina // Proc. of Spie. 2006. V. 6181. P. 6181.

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БИОТКАНИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОТОХИМИОТЕРАПИИ

Е.С. Воропай¹, М.П. Самцов², К.Н. Каплевский¹, Д.Г. Мельников¹,

Л.С. Ляшенко¹

¹*Белгосуниверситет,*

²*НИИ ПФП им. А.Н. Севченко*

Глубина некроза опухолей в результате фотохимиотерапии является одним из важнейших показателей эффективности этого метода. В работе [1] приведены результаты, свидетельствующие о повышении эффективности повреждения опухолей при использовании для фотовоздействия квантов света меньшей энергии. Спектральные характеристики фотосенсибилизатора - трикарбоцианиновых красителей с поглощением в спектральной области 600-800 нм [2] позволяют провести сравнение степени повреждения опухолей при воздействии светом с длиной волны 668, 740 и 780 нм.

В работе приведены результаты исследования эффективности фотохимиотерапии *in vivo* и *in vitro* с трикарбоцианиновым красителем в качестве фотосенсибилизатора при использовании лазерных источников света с длиной волны 668 нм и 740 нм, а также светодиода с максимумом излучения на 780 нм.

В качестве фотосенсибилизатора использован индотрикарбоцианиновый краситель с 4-хлорзамещенной гептаметиновой цепью сопряжения и привитой по азоту глюкозой (ТИКС), который разработан и синтезирован в лаборатории спектроскопии НИИ ПФП им. А.Н. Севченко [3]. В работе использованы беспородные белые крысы с перевитыми в области бедра опухолями следующих штаммов: РС-1 и саркома М1. Препарат вводили животным внутривенно (группы из 6÷8 животных) в количестве 1÷2 миллиграмма на килограмм массы тела. Исследования проводили также на монослойной культуре опухолевых клеток HeLa (плоскоклеточный рак шейки матки человека), выращиваемой в питательной среде 199 с добавлением 10% сыворотки крови телят и 100 мг/мл канамицина.

Для создания одинаковой скорости расходования кислорода в процессе фотовоздействия были выполнены условия по обеспечению одинакового количества поглощенных квантов света в единицу времени в единице объема на исследуемых длинах волн фотовоздействия. Для этого из спектра поглощения полиметинового красителя в клетках HeLa определено во сколько раз интенсивность поглощения на длине волны 668 и 780 нм меньше, чем на 740 нм. В связи с этим, при фотовоздействии светом с длиной волны 668 нм и 780 нм на образцы направлялось большее число квантов света в единицу времени, чем для излучения с длиной волны

740 нм. Энергия фотонов соответствующая 668 нм примерно в 1,1 раза выше, а для 780 меньше в 1.06 раза, чем для 740 нм. Поэтому для создания условий одинакового числа поглощенных квантов света в единицу времени для лазера на 668 нм была использована в 2,8 раза, а для диода с длиной волны 780 нм использована в 2,3 раза большая плотность мощности излучения по сравнению с лазером на 740,7 нм.

В результате исследований установлено, что средняя глубина необратимого повреждения перевитых на подопытных животных опухолей РС-1 при воздействии светом с длиной волны 740 нм составила 19 ± 1 мм, а для длины волны 668 нм 13 ± 1 мм. Для опухоли М-1 при воздействии светом с длиной волны 780 нм и обеспечении условия поглощения фотосенсибилизатором одинакового числа квантов света в единичном объеме опухоли в единицу времени составила 18 ± 1 мм, 12 ± 2 мм для длины волны 740 нм и 8 ± 2 для длины волны 668 нм.

При фотовоздействии на клетки HeLa указанными источниками света с одинаковой эффективной энергетической дозой гибель клеток была одинакова, не зависела от длины волны падающего излучения. Следовательно, наблюдаются различия между данными, полученными на клетках HeLa и *in vivo*.

Повреждение солидных опухолей Са М-1 и РС-1 крыс при фотохимиотепевтическом воздействии

Штамм	Конц. ТИКС мг/кг	Длина волны света, нм	Плот-ть мощ-ти, Вт/см ²	Эффект-ая энергетическая доза, Дж/см ²	Реальная энергетическая доза, Дж/см ²	Средняя глубина повреждения ткани, мм
Са М-1	2	780	0,45	130	360	18 ± 2
Са М-1	2	740	0,2	130	130	12 ± 2
Са М-1	2	668	0,6	130	364	8 ± 2
РС-1	5	740	0,25	160	160	19 ± 2
РС-1	5	668	0,7	160	448	13 ± 2

Полученные результаты свидетельствуют о том, что отношение средней глубины необратимого повреждения опухолевой ткани для источника света с 740 нм к глубине при воздействии 668 нм для обоих штаммов опухолей практически совпадают, составляют 1,46 и 1,5 раз. Следует учитывать, что такое соответствие значений наблюдается для отличающихся между собой по скорости роста, устройству микроциркуляторного русла, гистологическому строению штаммов РС-1 и М-1, при отличии в 2,5 раза концентрациях ПК, при световых

энергетических дозах 160 и 130 Дж/см² и при разных плотностях мощности использованных лазеров. Все это позволяет заключить, что патогенетический механизм повреждения злокачественных опухолей при фотохимиотерапии с ТИКС не зависит от длины волны воздействующего светового излучения. Об этом же свидетельствует совпадение экспериментальных данных для использованных источников света на культуре клеток. Различие в глубине повреждения опухоли при выполнении условия поглощения ПК в единичном объеме опухоли одинакового числа квантов света в единицу времени, определяются различием в пропускании тканей в зависимости от длины волны светового излучения. Справедливость такого заключения согласуется с результатами, полученными на культуре клеток HeLa, т.к. клетки без фотосенсибилизатора практически прозрачны в спектральном диапазоне 600-900 нм.

Увеличение глубины некроза в 1.5 раза при фотовоздействии с длиной волны 780 нм по сравнению с 740 нм превышает различия в пропускании тканей для этого спектрального диапазона. Следовательно, на увеличение глубины некроза влияют другие факторы, связанные как с большей реальной дозой света, часть энергии которой расходуется на нагрев облучаемой области и усиление кровотока, так и с различиями в геометрии светового пучка. Продемонстрирована высокая эффективность использования мощных светодиодов, наряду с лазерами, в качестве источников света при фотодинамической терапии рака.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Blank, G. Kostenich, G. Lavie, S. Kimel, Y. Keisari, A. Orenstein Wavelength-dependent properties of photodynamic therapy using hypericin in vitro and in an animal model // Photochem Photobiol. 2002. V. 76(3). P. 335.
2. E.S. Voropay, M.P. Samtsov, A.P. Lugovsky et al // Experim. Oncol. 1997. V. 19. P. 56.
3. Y.P. Istomin, E.N. Alexandrova, V.N. Chalov et al. Uptake and phototoxicity of tricarbocyanine indolenine dye covalently bound with glucose (TICS) under acidification of tumor cells environment // Experimental oncology. 2004. V.26, N 3. P. 226.

БИФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПРИМЕСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

А.А. Калинин, А.А. Калачев, Д.А. Калашников, А.В. Шкаликов,
В.В. Самарцев

Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского РАН

Частотно-коррелированные пары фотонов, рождаемые в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР), часто используются для постановки экспериментов в различных областях квантовой информатики, так или иначе связанных с квантовыми состояниями света [1]. В данной работе мы использовали частотно-коррелированные фотоны для проведения спектроскопических исследований, а именно для измерения спектра поглощения примесных кристаллов.

Отличительной особенностью СПР является то, что регистрация фотона в одном плече интерферометра Брауна-Твисса, однозначно свидетельствует о наличии второго фотона в сопряженном плече, что и является основой бифотонной спектроскопии [2]. Если один фотон из пары проходит через образец, а второй - через спектрометр, то каждый из них регистрируется своим детектором, а наличие частотной корреляции позволяет измерять спектр поглощения по зависимости счета совпадений от длины волны, задаваемой монохроматором. В качестве образцов использовались YAG:Er^{3+} и кристалл рубина, спектры поглощения которых были прописаны с использованием классического источника света и методом бифотонной спектроскопии. Несомненным преимуществом метода бифотонной спектроскопии является возможность проведения измерений в тех случаях, когда велика световая засветка или же детекторы обладают большими темновыми шумами, т.е. когда мало соотношение сигнал/шум.

Данный метод пригоден для удалённого спектроскопического анализа вещества в широком диапазоне длин волн, поскольку спектр СПР варьируется от длины волны накачки до области дальнего ИК. Перспективным видится исследование данным методом биологических объектов, когда требуется использовать слабые световые поля. Низкая чувствительность метода к шумам позволяет проводить спектроскопический анализ хрупких кристаллов в инфракрасном спектральном диапазоне, где у фотодетекторов присутствуют большие темновые шумы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко «Фотоны и нелинейная оптика» М.: Наука, 1980.
2. А.А. Kalachev, D.A. Kalashnikov, A.A. Kalinkin et al // Laser Physics Letters. 2007. V.4. No.10. P.722.

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕДНЫХ СПЛАВОВ ТИПА ЛС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНЫХ И СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

К.Ф. Ермалицкая, П.В. Дик

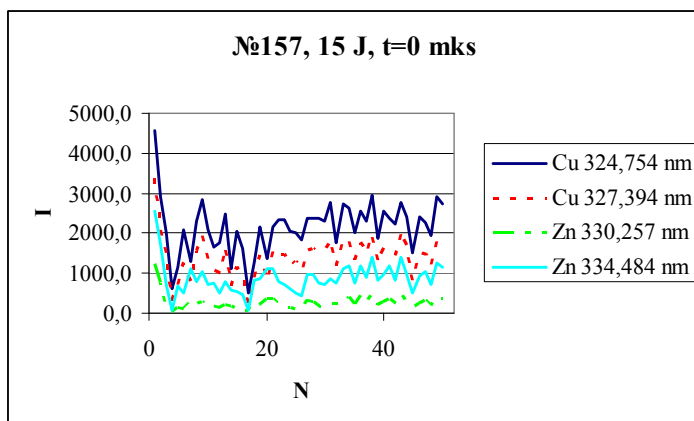
Белорусский государственный университет

Применение лазерного излучения для возбуждения спектров при атомно-эмиссионном спектральном анализе получило широкое распространение, как в научных исследованиях, так и в промышленности. Преимущества использования двухимпульсного лазерного возбуждения, по сравнению с одноимпульсным, заключаются в многократном увеличении относительной интенсивности спектральных линий исследуемых элементов без заметного изменения уровня фона и свечения атмосферного газа. Однако до сих пор недостаточно исследованы процессы, происходящие в плазме при воздействии сдвоенных импульсов, позволяющие достигнуть столь высоких относительных интенсивностей спектральных линий элементов.

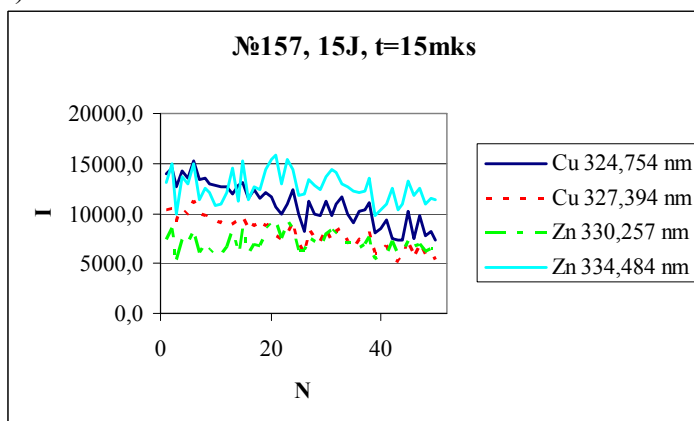
При проведении экспериментов использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Лазер может работать с частотой повторения импульсов до $\nu=10$ Гц на длине волны $\lambda=1064$ нм. Длительность импульсов $\tau \approx 15$ нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом $\Delta t=1$ мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием $f=100$ мм. Размер пятна фокусировки составляет примерно $d=50$ мкм. Свечение плазмы собиралось на входные щели двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС-линеек TCD 1304 AP (3548 пикселей). Запуск системы регистрации спектра осуществлялся синхронно с приходом второго импульса.

Основным объектом нашего исследования являлся стандартный образец многокомпонентных латунных сплавов марки М15 типа ЛС №157, содержание меди и цинка в котором соответственно составляет 63,63% и 30,5%.

Проводилась регистрация спектров образцов при изменении временной задержки между импульсами от 0 до 30 мкс с шагом 1 мкс, число импульсов в точку составляло 50. Измерение проводилось при следующих значениях энергий накачки: 9 Дж, 12 Дж и 15 Дж.



а)



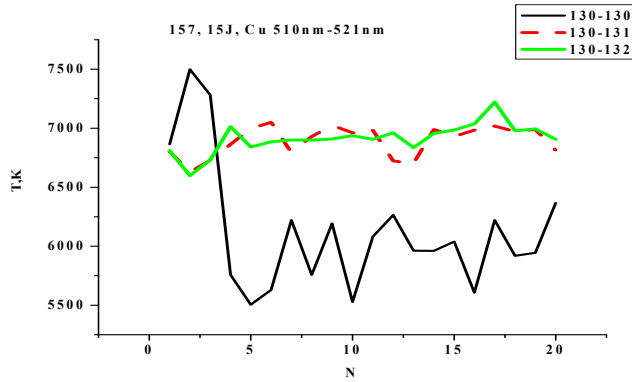
б)

Рис. 1. Зависимость относительной интенсивности спектральных линий элементов, входящих в состав стандартного образца сплавов типа ЛС №157 от числа импульсов в: а) при воздействии одиночного лазерного импульса с энергией накачки 15 Дж; б) при воздействии сдвоенных лазерных импульсов с временной задержкой 15 мкс.

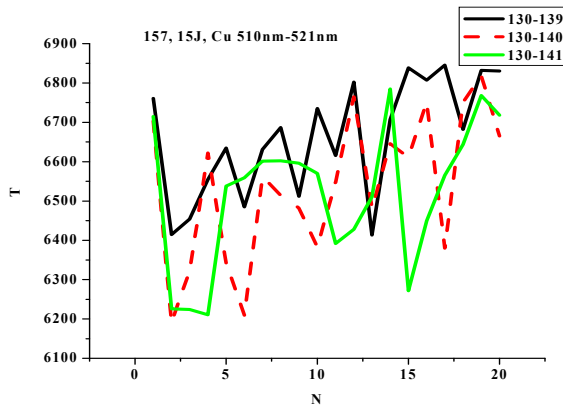
Метод определения температуры плазмы основан на предположении, что при атмосферном давлении имеет место термодинамическое равновесие, что позволяет использовать для описания процессов возбуждения и ионизации формулы Больцмана и Саха. Подставляя значения энергии, стат. весов и вероятностей переходов для спектральных линий Cu I $\lambda=510,554$ нм и Cu I $\lambda=515,324$ нм, получаем следующую формулу температуры плазмы:

$$T = \frac{11945}{1,826 + \lg \frac{I_{510}}{I_{515}}} \quad (1)$$

Динамика температуры плазмы при лазерной абляции образца №157 при воздействии одиночных и сдвоенных импульсов приведена на рис.2.



а)



б)

Рис. 2. Зависимость температуры плазмы от числа импульсов в точку для стандартного образца №157 при энергии накачки 15 Дж при воздействии: а) одиночных и сдвоенных импульсов с временными задержками 1, 2 мкс; б) сдвоенных импульсов с временными задержками 9, 10 и 11 мкс.

Было обнаружено, что при воздействии одиночных импульсов (задержка между сдвоенными импульсами равна 0 мкс) интенсивность спектральных линий элементов значительно падает в течение первых 5 импульсов, что связано с образованием кратера на поверхности образца, на стенках которого конденсируется часть расплава, образовавшейся при последующих импульсах. Можно предположить, что при возбуждении спектра сдвоенными импульсами, второй импульс дополнительно возбуждает образовавшуюся плазму, капли и микрочастицы вещества, вырванные при абляции во время действия первого импульса. В результате возникает ударная волна, фронт которой распространяется к поверхности образца (противоположно направлению ударной волны образовавшейся после первого импульса). Таким образом, воздействие сдвоенных лазерных импульсов на поверхность образца приводит к нелинейному изменению параметров плазмы при абляции медных сплавов.

ДВУХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ В БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ТОМОГРАФИИ СО СКАНИРУЮЩЕЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Ю.Н. Барабаненков¹, Ю.В. Гуляев¹, О.С. Кузнецова²

¹ *Институт радиотехники и электроника РАН, Москва*

² *Московский институт электронной техники (технический университет), Зеленоград*

1. Предсказанное более 50 лет назад С.М. Рытовым [1] наличие составляющей ближнего поля в виде неоднородных волн в тепловом электромагнитном излучении сред с потерями дало возможность восстановления температуры нагретых тел, и в частности биологических тканей, по их собственному тепловому излучению с субволновым пространственным разрешением в микроволновом диапазоне длин волн. Хотя метод измерения температуры тканей путем регистрации их собственного теплового излучения в микроволновом диапазоне к настоящему времени хорошо известен [2], вопрос о роли ближних полей в таких измерениях был рассмотрен сравнительно недавно. К.П.Гайкович и др. [3] показали, что при определенном выборе размера апертуры приемного устройства и ее высоты над поверхностью нагретого тела основной вклад в принятое тепловое радиоизлучение дает его ближнеполевая составляющая. При этом удастся восстановить глубинный профиль температуры в приповерхностном слое тела, толщина которого меньше толщины скин-слоя. Значительным ограничением метода Гайковича является предположение о слоистом – одномерном распределении температуры тела по глубине, что не позволяет рассматривать вопрос о восстановлении распределения температуры вдоль слоев, параллельных поверхности тела, как требуется в трехмерной температурной томографии. Цель нашего доклада- представить новый подход в микроволновой температурной томографии с использованием дифракционной решетки, перемещаемой вдоль поверхности нагретого тела в зоне его ближнего поля. Для простоты рассматривается двухмерная модель теплового излучения линейных случайных токов, ориентированных вдоль оси y (см. рисунок).

2. Мы исходим из тезиса оптики ближних полей, что неоднородные электромагнитные волны несут информацию о субволновой структуре излучающего источника. Эта информация извлекается вследствие эффекта эмиссии энергии из неоднородной волны при ее взаимодействии с диэлектрической структурой, причем доля извлекаемой энергии подчиняется оптической теореме [4]. Одним из способов извлечения энергии из неоднородных волн теплового излучения нагретого тела может быть их пропускание через дифракционную решетку, установленную

параллельно поверхности тела в зоне его ближнего поля. Характерной особенностью такого метода является то, что локальный поток энергии излучения через элементарную ячейку решетки является периодической функцией координат смещения решетки вдоль поверхности тела и представляется рядом Фурье по дифракционным порядкам решетки. При этом каждый коэффициент разложения локального потока энергии излучения через решетку выражается линейным функционалом в виде интеграла по координате погружения в глубь тела через соответствующий коэффициент разложения температуры в каждом слое тела, параллельном его поверхности. Производящая функция данного функционала записывается, в свою очередь, как интеграл по направлениям выхода излучения из тела от комбинации из угловой спектральной компоненты функции Грина выходящего излучения, амплитуд коэффициента прохождения решетки для различных дифракционных порядков, а также френелевского коэффициента прохождения излучения через границу тела. Описанная производящая функция существенно упрощается при выборе периода дифракционной решетки значительно меньшим длины волны в свободном пространстве и меньшим длины волны в среде с большой вещественной частью диэлектрической проницаемости, которая у биологических тканей составляет несколько десятков единиц в микроволновом диапазоне. В этом случае тепловое излучение падает на дифракционную решетку в виде неоднородных волн квазистатического поля и для увеличения коэффициента прохождения решетки предполагается, что она обладает специфическими резонансными свойствами, как решетка с нитяными направляющими [4]. В то же время проблема увеличения выхода слабо неоднородных волн теплового излучения из среды решается путем приближения компоненты вектора обратной решетки периодического распределения температуры вдоль излучающего элементарного слоя к вещественной части комплексного волнового числа в среде.

3. Конкретно получено следующее уравнение

$$\frac{\pi}{\varepsilon''(\omega) k_0 \hat{C}} \bar{P}_2(\omega) = \frac{1}{2} \exp(-2g_1 L) T(g_1) \times \\ 2\gamma_1''(g_1) \int_0^L dZ \exp(-2\gamma_1''(g_1) Z) \Theta_2(Z)$$

для решения обратной задачи о восстановлении коэффициента $\Theta_2(Z)$ разложения температуры среды в ряд Фурье как функции координаты X вдоль слоев по дифракционным порядкам решетки с учетом второго порядка при известном аналогичном коэффициенте разложения

$\bar{P}_2(\omega)$ потока энергии теплового излучения на выходе из решетки как функции смещения решетки вдоль поверхности среды. В этом уравнении $g_1 = 2\pi/\Lambda$, где Λ - период решетки, $T(g_1)$ - эффективности выхода угловой спектральной компоненты теплового излучения из среды и $\gamma_1''(g_1)$ - мнимая часть продольного волнового числа в среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Рытов "Теория электрических флуктуаций и теплового излучения", М.: АН СССР, 1953.
2. Э.Э.Годик, Ю.В. Гуляев // Биомедицинская радиоэлектроника. 1991. № 1 в ж. Радиотехника. 1991. № 1.
3. К.Р. Gaikovich, A.N. Reznik, V.L. Vaks, N.V. Yurasova // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. No. 10. P. 104302-1.
4. Yu.V. Gulyaev, Yu.N. Barabanenkov, M.Yu. Barabanenkov, S.A. Nikitov // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 1.

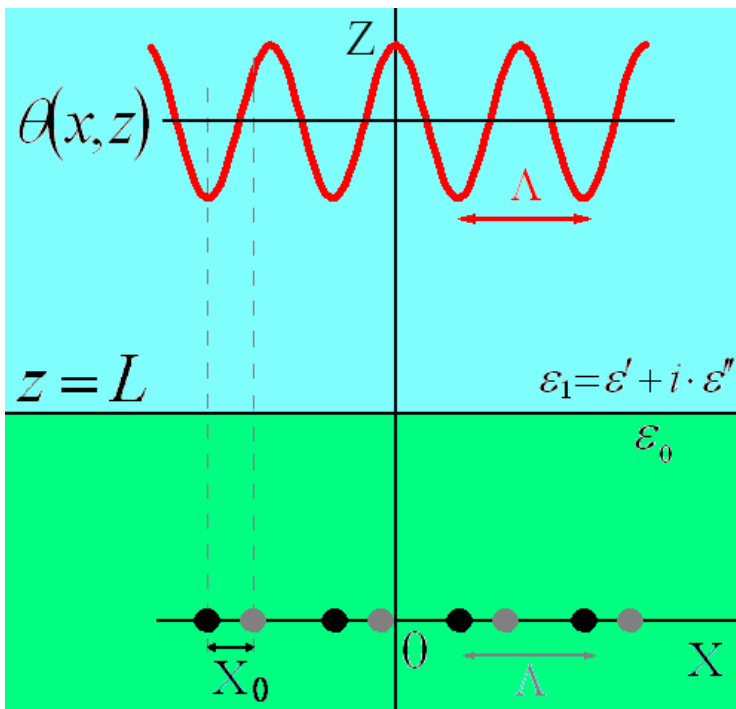


Рисунок 1. Схематическое изображение сканирования периодического распределения температуры перемещением дифракционной решетки вдоль поверхности среды в зоне ее ближнего поля.

МЕТОД ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОСЦИЛЛЯТОРАХ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ

И.И. Попов¹, В.А. Козлов², В.Т. Нигматуллина¹

¹ГОУ ВПО «Марийский государственный университет»

²ЧГПУ «Чувашский государственный педагогический университет»

Методы диэлектрической спектроскопии ранее применялись для исследования диэлектрических спектров пленок [1], льда [2], нефти [3] и др. Для изучения переходных процессов в водном растворе хлорида натрия использовались методы диэлектрического эха [4]. В данной работе исследуются амплитудно-частотные зависимости диэлектрической проницаемости модельных растворов от частоты возбуждающего электрического поля и зависимость добротности осциллирующих элементов модельных растворов от вида и концентрации растворенного в воде вещества.

Экспериментальная установка состояла из блока возбуждения электромеханических колебаний, резонансной среды и системы регистрации диэлектрической проницаемости резонансной среды. Блок возбуждения электромеханических колебаний включал генератор стандартных сигналов (ГСС) с диапазоном перестройки частоты от 10 Гц до 10 МГц, сигнал с которого подавался на параллельно расположенные металлические пластины. При этом между пластинами создавалось однородное электрическое поле, амплитуда которого менялась периодически с частой сигнала, поступающего с ГСС. В это электрическое поле помещался стеклянный сосуд с плоскими стенками, заполненный резонансной средой в виде дистиллированной воды или растворенных в ней химических элементов. В направлении ортогональном однородному электрическому полю регистрировалась диэлектрическая проницаемость резонансной среды. Это обеспечивалось с помощью пары параллельных металлических пластин регистрирующего конденсатора, прикрепленных к наружным стенкам стеклянного сосуда. Сосуд располагался в возбуждающем поле таким образом, чтобы пластины блока возбуждения электромеханических колебаний и регистрирующего конденсатора располагались ортогонально по отношению друг к другу. Выводы от регистрирующего конденсатора подавались на вход микропроцессорного измерителя емкости, работающего в импульсном режиме с тактовой частотой 1 Гц.

Методика исследований заключалась в снятии амплитуды емкости регистрирующего конденсатора, изменяющегося в зависимости от частоты электрического поля возбуждения электромеханических колебаний осцилляторов в растворе. Конструктивные параметры регистрирующего конденсатора не менялись, потому изменение его емкости отражало

изменение диэлектрической проницаемости резонансной среды в зависимости от частоты приложенного к среде электрического поля. Снятие диэлектрических спектров исследуемых растворов проводилось при постоянной температуре, равной 22°C. Была разработана методика определения порогового напряжения, выше которого наблюдались резонансные процессы на осцилляторах растворов. Амплитуда напряжения переменного электрического поля, подаваемого на возбуждающие пластины, устанавливалась выше порогового значения. При этом учитывалось падение напряжения на участках электрической цепи, в которую входили электрические параметры осциллирующих элементов структуры исследуемых сред. С ростом частоты это падение напряжения возрастало, а напряжение возбуждения, прикладываемой к резонансной среде уменьшалось, но не достигало значений ниже порогового.

Порядок проведения и результаты исследований включают следующее. Внешние параметры (температура 20,5°C, давление 740 мм рт. ст.) оставались неизменными для всех исследуемых растворов. В качестве исследуемых модельных сред были выбраны водные растворы солей NaCl, CaCl₂, MnCl₂, BaCl₂·2H₂O, хлористой кислоты и гидрата натрия при различных концентрациях.

На рис. 1 приведена полученная амплитудно-частотная зависимость емкости регистрирующего конденсатора, исследуемой средой являлась дистиллированная вода. На рис. 2 - раствор NaCl при концентрациях 0,05 моль/л (а) и 0,43 моль/л (б).

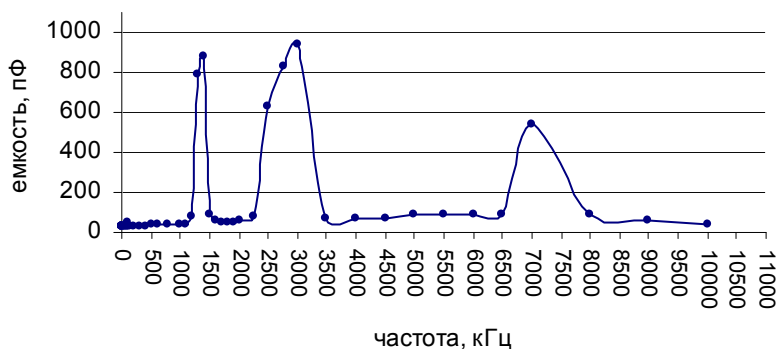


Рис. 1. Амплитудно-частотная зависимость емкости дистиллированной воды.

Таким образом, из результатов исследований можно сделать следующие выводы:

1. При возбуждении электромеханических колебаний в дисциплированной воде или растворах в ней модельных химических соединений обнаружены резонансы осциляторных систем на трех частотах.

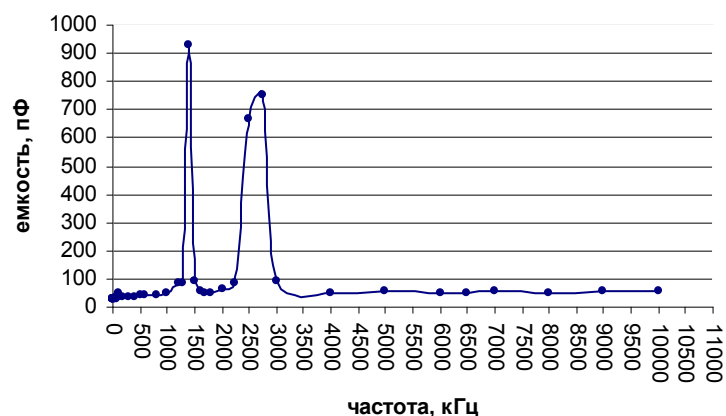
2. С ростом частоты возбуждающего электрического поля добротность осциляторных систем на резонансных частотах уменьшалась.

Это проявлялось в уменьшении всплеска диэлектрической проницаемости резонансной среды, регистрируемой через изменение емкости конденсатора, между обкладками которого находился стеклянный сосуд с раствором.

3. С ростом концентрации химических элементов добротность каждой из трех исследуемых осциляторных систем изменялась специфично в зависимости от вида растворенного в воде вещества.



а



б

Рис. 2. Амплитудно-частотная зависимость емкости раствора NaCl при концентрации 0,05 моль/л (а), при концентрации 0,43 моль/л (б).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р. Гейвандов, С.Г. Юдин, В.М. Фридкин, С. Дюшарм // ФТТ. 2005. Т. 47. В. 8. С. 1528.
2. Г.С. Бордонский, С.Д. Крылов // Журнал физ. химии. 2001. Т. 75. N 5.
3. Д.В. Сараев, И.В. Лунёв, Т.Н. Юсупова и др. // Нефтегазовое дело. 2005.
4. В.Т. Нигматуллина, И.И. Попов, В.А. Козлов // Материалы Второй международной научной школы «Наука и инновации – 2007». 2007. С. 158.

РАЗРАБОТКА ЭФФЕКТИВНОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗАДАЧ СКАТТЕРОМЕТРИИ И МАГНИТООПТИКИ

А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}, А.К. Звездин²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН

В последние годы развитие технологии привело к переходу от микроэлектроники к наноэлектронике, что потребовало развития новых методов анализа и диагностики наноструктур [1]. Одной из наиболее актуальных задач является оптическая диагностика периодических наноструктурированных материалов, в частности, определения особенностей их геометрической структуры и значений их характерных размеров.

Кроме того, привлекают внимание также структурированные магнитооптические материалы, в которых достигается эффективное управление свойствами света за счет изменения намагниченности среды, что находит применение в интегральной оптике. Такие материалы также требуют эффективных методов для определения их свойств [2].

Для решения этих задач можно применить метод скаттерометрии, основанный на исследовании оптического отклика материала. Оптическим откликом могут быть спектры отражения, пропускания, рассеяния или магнитооптических эффектов.

Для расчета оптических свойств периодических сред обычно используется метод Фурье-мод (МФМ) [3]. Он применим для расчета многослойных сред, в которых каждый слой представляет собой одно- или двумерную дифракционную решетку с вертикальными стенками. При наличии у среды иного профиля требуется ее разбиение на большое количество слоев, что приводит к сильному возрастанию времени счета.

Разрабатываемый метод является развитием МФМ для расчета решеток в случае, когда тензор диэлектрической проницаемости среды представляется в виде $\hat{\epsilon}(x, y, z) = \hat{\epsilon}_0(x, y, z) + \Delta\hat{\epsilon}(x, y, z)$, где $\Delta\hat{\epsilon}(x, y, z)$ рассматривается как малое возмущение по отношению к слагаемому $\hat{\epsilon}_0(x, y, z)$. Такой подход позволяет развить приближенный быстрый метод Фурье-мод (БМФМ). Таким малым возмущением может быть либо слабое различие в материальных параметрах среды (например, наличие в среде двух веществ с близкими значениями показателя преломления), либо отклонение геометрического профиля среды от прямоугольного (бинарного). В последнем случае условием применимости метода является требование, чтобы набег фазы на тех областях, где $\Delta\hat{\epsilon}(x, y, z)$ отлично от нуля, был малым. Для применения такого подхода необходимо, чтобы погрешность БМФМ была значительно меньше влияния наличия возмущения на оптический отклик.

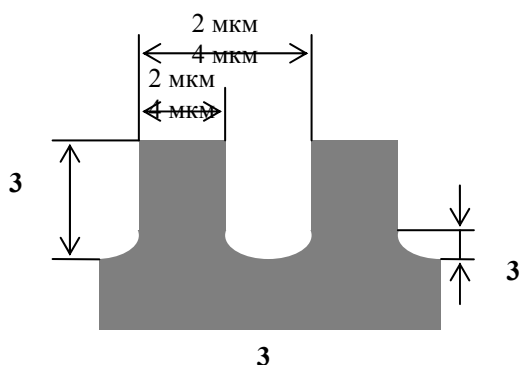
Применимость указанного подхода в задачах магнитооптики обусловлена тем, что материальное уравнение в магнитных веществах имеет вид:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + ig \cdot [\vec{m} \times \vec{E}] + b \cdot (\vec{E} - (\vec{m} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{m}),$$

где магнитооптические параметры g и b на несколько порядков меньше диэлектрической проницаемости ε_0 , что и позволяет их рассматривать как возмущение.

При выполнении условий применимости БМФМ дает возможность быстро и эффективно исследовать влияние наличия возмущения на оптический отклик среды (влияние намагниченности или неидеальности геометрического профиля), а также проводить экспериментальную диагностику структурных и материальных параметров в реальном масштабе времени с помощью оптической скаттерометрии. В частности, задача оптической диагностики решеток с неидеальным профилем решается следующим образом.

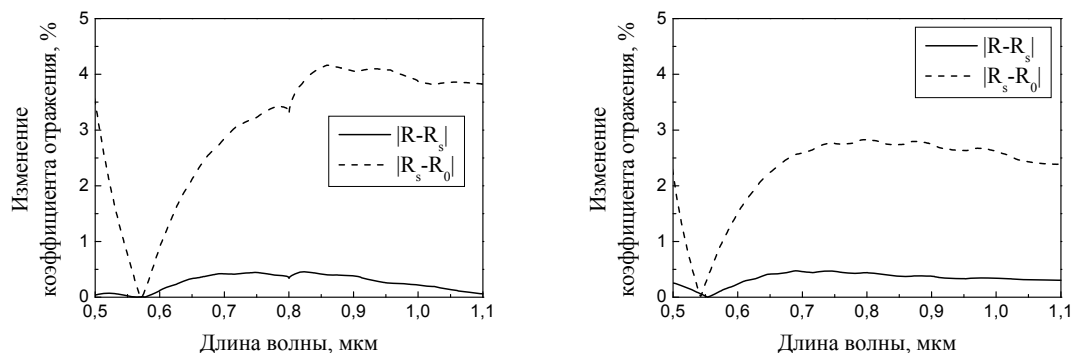
Пусть имеется набор образцов дифракционных решеток, изготовленных одним и тем же технологическим способом. Исследование нескольких образцов, например, методами электронной сканирующей микроскопии, показало, что решетки не являются строго бинарными, а в результате технологического процесса приобрели какой-либо геометрический дефект – скошенные стенки, неровное дно щелей и так далее, причем характерный размер дефекта является случайной величиной. Заранее рассчитывается отклик соответствующей бинарной решетки. Экспериментально определяется отклик одного образца. Затем при помощи БМФМ (используя результаты расчета отклика идеальной решетки) рассчитывается отклик для разных значений размеров геометрического дефекта, и выбирается то значение, которое дает отклик, наиболее близкий к полученному экспериментально. Такой подход дает возможность поочередно быстро диагностировать разные образцы.



БМФМ опробован на задаче расчета спектра отражения в нулевом дифракционном порядке для одномерной решетки, изготовленной из кремния, имеющей закругленную форму дна щелей, наличие которой и представляет собой малое возмущение (рис.1). Спектр, полученный с помощью БМФМ $R(\lambda)$ сравнивался со спектром, полученным с помощью

стандартного МФМ $R_s(\lambda)$, а также со спектром бинарной решетки тех же размеров $R_0(\lambda)$. На рис.2 показаны спектры величин $|R - R_s|$ и $|R_s - R_0|$,

первая из которых определяет погрешность разрабатываемого приближенного метода, а вторая – влияние закругленной формы дна щелей на спектр отражения. Рис.2 показывает, что в широком диапазоне спектра погрешность метода оказывается значительно меньше влияния дефекта. Кроме того, достигнуто уменьшение времени счета в несколько раз по сравнению со стандартным методом. Эти обстоятельства доказывают возможность применения БМФМ в задачах оптической диагностики нанометровых объектов.



а)

б)

Рис. 2. Спектры величин $|R - R_s|$ и $|R_s - R_0|$ для p -волны (а) и s -волны (б) (пояснения см. в тексте).

Таким образом может осуществляться быстрая и эффективная диагностика микро- и нанообъектов. При этом область применимости описанного подхода не ограничивается указанными случаями. БМФМ может быть обобщен и на многие другие фундаментальные и прикладные задачи: может исследоваться влияние на оптический отклик слабой анизотропии, оптического магнитоэлектрического эффекта, тороидного магнитного упорядочения и так далее и проводиться диагностика.

Работа поддержана грантом НШ-671.2008.2, грантами РФФИ 07-02-91588, 08-02-00717 и фондом “Династия”.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Mitin, V.A. Kochelap, M.A. Strosio “Introduction to Nanoelectronics: Science, Nanotechnology, Engineering, and Applications” Cambridge Uni.Press, UK, 2008.
2. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 77401.
3. N. Chateau, J.-P. Hugonin // J. Opt. Soc. Am. A 1994. V. 11. No. 4. P. 1321.

АКТИВАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ И МЕХАНИЗМ МИКРОВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Г.И. Овчинникова

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, кафедра радиофизики

В соответствии с установившимися воззрениями на природу диэлектрической поляризации внешнее электрическое поле вызывает ориентацию диполей в направлении приложенного поля, а частотная дисперсия диэлектрической проницаемости, зависимость $\varepsilon(\omega)$, является результатом инерционных свойств отдельных диполей – молекул: по мере повышения частоты анализирующего поля диполь начинает запаздывать по отношению к приложенному полю, в результате чего и образуется дебаевская область релаксации. Эта концепция, помимо того, что она противоречит общепринятым представлениям о дискретном во времени, прыжковом механизме теплового движения молекул, не несет никакой информации о физической природе взаимодействия электромагнитного поля с веществом. Более того, в конденсированном состоянии молекулы большую часть времени находятся в связанном состоянии и трудно представить, чтобы слабое анализирующее поле могло повлиять на возможность их ориентации в пространстве.

В последнее время активно разрабатываются модели диэлектрической поляризации и релаксации, учитывающие реальные молекулярные и надмолекулярные структуры вещества, т.е. межмолекулярные взаимодействия. Среди этих моделей особый интерес представляет активационная модель, в которой оснополагающая роль в явлении поляризации отводится вращательно-поступательным флуктуационно-диффузионным процессам [1]. В этой модели вращательная подвижность молекулы ограничена угловыми барьерами u_r , образованными атомной неоднородностью внутренней полости сольватной оболочки, в которой заключена выделенная молекула. Высота угловых барьеров задает уровень активации, преодолевая который молекула становится способной к ориентационной поляризации. Тепловые флуктуации кратковременно выводят молекулу в квазисвободное состояние над угловым барьером и обеспечивают возможность ее взаимодействия с внешним полем, а следовательно поляризации и поглощения энергии поля. В конденсированной среде молекула всегда находится в сольватированном состоянии, в клетке окружающих молекул, и за время жизни сольватона t_s совершает такие активированные прыжки многократно, что приводит к эффекту накопления поляризации. Время жизни сольватона t_s определяет трансляционную диффузию, а время квазисвободного состояния молекулы t_f – вращательная диффузия ($t_f \gg t_s$). Времена t_s и t_f связаны с временами

диэлектрической релаксации τ_D и τ_r соотношениями $t_t = 2\pi\tau_D$ и $t_r = 2\pi\tau_r$. Время диэлектрической релаксации в активационной модели трактуется как среднее время теплового перемещения молекулы в среде, а связь между τ_D и τ_r задается соотношением $\tau_D = n_r\tau_r$, где n_r – количество элементарных актов поляризации на интервале усреднения t_t .

Таким образом, в конденсированной фазе формирование диэлектрического спектра $\varepsilon(\omega)$ определяется вращательными и трансляционными флуктуациями за счет тепловой энергии kT непрерывно в течение всего периода действия поля, а лишь в течение времени пребывания молекулы в активированном квазисвободном состоянии. Энергия анализирующего кванта при этом всегда меньше kT .

Диэлектрическая дисперсия, связанная с временами t_t и t_r лежит в микроволновом диапазоне, т.к. эти времена имеют порядки 10^{-9} - 10^{-12} с и диэлектрический отклик системы N_a активированных молекул, совершающих n_r актов поляризации, и имеющих дипольный момент p описывается уравнением [2]:

$$\varepsilon^*(\omega) - \varepsilon_\infty = \frac{4\pi N_a n_r p^2}{3kT(1 + i\omega\tau_r)(1 + i\omega\tau_t)} .$$

В зависимости от соотношения времен t_t и t_r могут иметь место одна или две дисперсии. Другие, более низкочастотные области релаксации диэлектрического спектра связаны с наличием в системе молекулярных ассоциатов и более сложных структурных образований. Для их описания необходимо знание динамики жизни надмолекулярных образований. В каждом конкретном случае необходимо трактовать диэлектрические спектры с учетом свойств среды.

Таким образом формирование дебаевской релаксационной области всецело определяется соотношением между временем действия поля (период T) и временем пребывания молекулы в термически активированном состоянии (время трансляционной диффузии t_t). Максимальное взаимодействие имеет место на релаксационных частотах ω_D , которым соответствует оптимальное время накопления поляризации $\tau_D \approx T$. На частотах выше ω_D эффективное число молекул, вносящих вклад в поляризацию уменьшается, что приводит к уменьшению как диэлектрической проницаемости, так и поглощения энергии поля. На частотах ниже ω_D все активированные молекулы успевают поляризоваться, что обуславливает достижение равновесной поляризации, которая соответствует статической диэлектрической проницаемости. Рассеиваемая энергия также достигает насыщения и перестает зависеть от

частоты и коэффициент диэлектрических потерь принимает свою стандартную колоколообразную форму.

В рамках активационной модели диэлектрической поляризации легко понять механизм взаимодействия микроволн с веществом – это взаимодействие с квазисвободными дипольными молекулами, при котором потенциальная энергия взаимодействия внешнего поля с диполем превращается в кинетическую энергию переориентации этого диполя. Эффективность взаимодействия зависит, как и описанная выше дисперсия, от соотношения времени жизни активированных молекул и периода поля.

Следует отметить, что наличие у молекул дипольного момента неизбежно приводит к самоструктурированию среды [2] и локальному упорядочению, что должно отражаться в диэлектрических спектрах и механизме взаимодействия. Начальная упорядоченность, будет приводить к тому, что в активированном состоянии молекулы уже оказываются скоррелированными и это ведет к дополнительному эффекту структурной поляризации при длительном воздействии микроволн. Если образуются, например, цепочечные ассоциаты, то при выполнении соотношения $\tau_D \approx T$ следует ожидать наличия так называемых пролетных эффектов, когда среда приобретает диэлектрические свойства, характеризующиеся немонотонной частотной зависимостью [3].

Таким образом, активационная модель позволяет не только сформулировать механизм взаимодействия микроволн с веществом, но и понять, что главная особенность микроволнового диапазона, на которой строятся практически все приборы этого диапазона – пролетные эффекты – играют важную роль и при анализе взаимодействия с веществом.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Потапов. Активационный механизм диэлектрической поляризации // Хим. физика. 1991. Т. 10, № 10. С. 1410.
2. А.А.Потапов. «Ориентационная поляризация» Новосибирск.: Наука, 2000. 335 с.
3. Г.И. Овчинникова. Суперпротонный транспорт как механизм микроволнового поглощения // Биофизика. 1996. Т.41. Вып. 4. С. 894.

ОЦЕНКА ТОКСИЧНОСТИ РАСТВОРА КАДМИЯ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ

М.Г. Гапочка¹, Н.Н. Кочерженко², М.Н. Новокович¹, А.С. Павлова¹

¹Физический факультет МГУ

²Биологический факультет МГУ

Планетарное загрязнение кадмием природной среды приняло угрожающие масштабы. В атмосферу во всем мире ежегодно поступает 7300 тонн кадмия, а на водную поверхность – до 132 тонн. Резкое увеличение содержания кадмия в окружающей среде представляет серьезную опасность всему живому в связи с его чрезвычайно высокой токсичностью. Именно поэтому для кадмия определена наиболее низкая безвредная концентрация как в питьевой воде (1 мкг/л), так и в пищевых продуктах (0.02-0.03 мг/кг сухого вещества).

В предыдущих исследованиях нами было показано, что токсичность растворов кадмия может увеличиваться под влиянием КВЧ-облучения.

В настоящей работе проведена оценка токсичности растворов кадмия во времени после облучения. В качестве биотестов были использованы культуры зеленой микроводоросли *Scenedesmus quadricauda* Vreb. О токсичности кадмия судили по изменению численности клеток водорослей в процессе роста культуры. Растворы облучали в течение 30 минут с донной стороны тефлоновых стаканчиков немодулированным ЭМИ длиной волны $\lambda = 7.1$ мм и добавляли в культуральную среду перед внесением инокулята. В качестве источника КВЧ-волн использовался промышленный генератор Г4-141. Контролем служила культура микроводорослей, выращенная в среде без токсиканта и культура, содержащая необлученный кадмий.

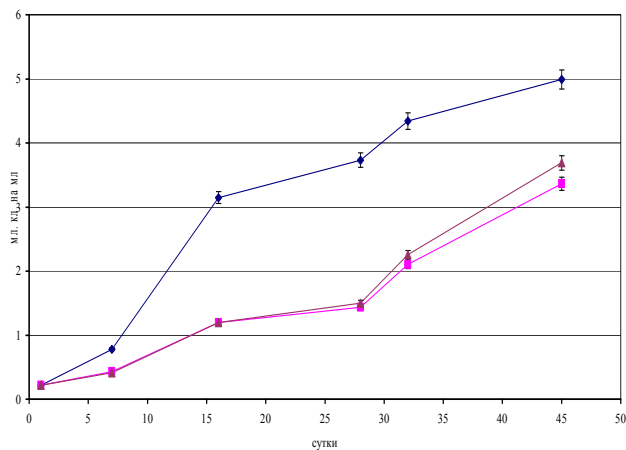
Для выполнения поставленной задачи облученный раствор кадмия (концентрация 0.3 мг/л, $\lambda=7.1$ мм) добавляли на 1, 3, 5 и 8 сутки после облучения в культуры водорослей, кривые роста которых представлены на рисунке. Результаты свидетельствуют о том, что токсичность раствора кадмия изменяется с течением времени и носит неоднозначный характер. Токсичность кадмия, добавленного в культуру сразу после облучения практически не изменилась. Токсичность кадмия, добавленного на третьи сутки после облучения уменьшилась, а после пятого и, особенно, восьмого – увеличилась: восьмидневный кадмий практически полностью ингибировал развитие водорослей.

Таким образом, в результате взаимодействия между раствором кадмия и КВЧ-облучением получено увеличение токсичности раствора кадмия во времени, что чрезвычайно актуально в мониторинге загрязнения природных объектов тяжелыми металлами с учетом резкого увеличения антропогенного фона ЭМИ.

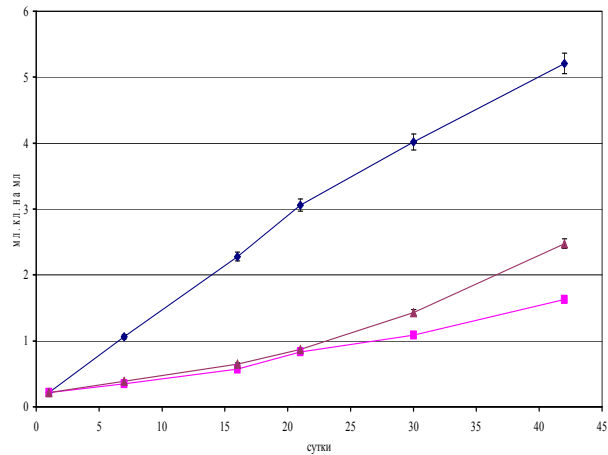
Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

Токсичность кадмия на первые, третьи, пятые и восьмые сутки после облучения для культуры микроводорослей.

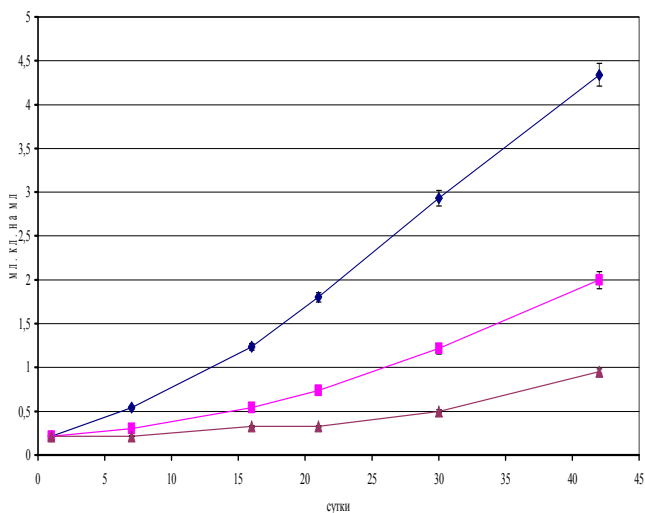
Внесение раствора кадмия сразу после облучения



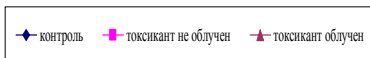
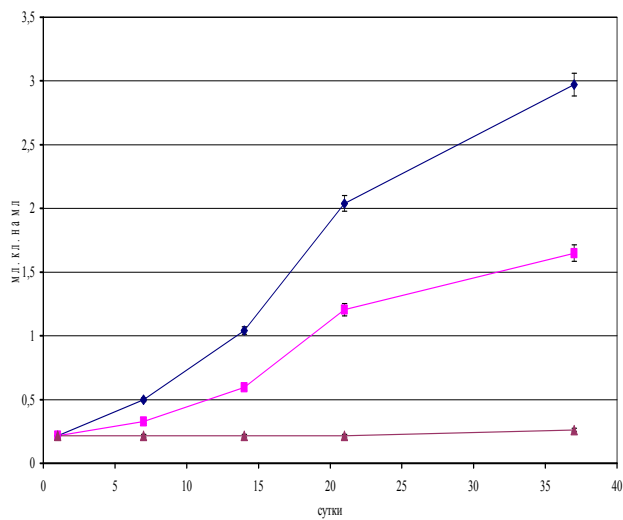
Внесение раствора кадмия на третьи сутки после облучения



Внесение раствора кадмия на пятые сутки после облучения



Внесение раствора кадмия на восьмые сутки после облучения



ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА
МЕТОДОМ СТАТИЧЕСКОЙ АСИММЕТРИЧНОЙ
ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Г.Н. Жижин¹, А.П. Кирьянов¹, В.Ф. Кравченко², А.К. Никитин¹,
О.В. Хитров¹

¹ Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

² Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

Доклад посвящён проблеме определения статическим методом комплексного показателя преломления $\kappa = \kappa' + i \cdot \kappa''$ (i – мнимая единица) поверхностных плазмонов (ПП) ИК-диапазона за время одного импульса возбуждающего ПП излучения. Зная κ , можно рассчитать оптические постоянные материала образца или два параметра переходного слоя поверхности, в случае известных оптических характеристик образца.

Актуальность проблемы обусловлена: 1) бурным развитием импульсной лазерной техники, позволяющей изучать процессы с фемтосекундным разрешением; 2) интенсивным освоением терагерцового (ТГц) диапазона; 3) отсутствием иных оптических методов исследования тонких слоёв на поверхности металлов в дальнем ИК-диапазоне.

ПП ИК диапазона по своим характеристикам схожи с плоской волной в окружающей среде: их фазовая скорость $\vartheta_{\phi} = C/\kappa'$ отличается от скорости света C на сотые доли процента, а длина распространения $L = (2k_0 \cdot \kappa'')^{-1}$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, варьируется от нескольких сантиметров в среднем ИК до нескольких метров в ТГц диапазоне [1].

Величину L измеряют непосредственно двухпризменным методом, состоящим в регистрации интенсивности ПП не менее чем в двух точках вдоль трека волны, а величину κ' - методом интерференции двух объёмных волн: опорной и зондирующей, порождённой дифрагировавшей на крае образца поверхностной волной [2]. Такой метод определения κ' получил название фазовой ПП-спектроскопии.

Позднее было предложено определять и κ' , и κ'' по одной интерференционной картине [3]. Однако точность таких измерений оказалась неприемлемо низкой вследствие того, что: 1) интерферирующие пучки сбиваются под большим углом ($\approx 10^\circ$), обуславливая сравнимость периода картины Λ с длиной волны λ ; 2) диаграммы направленности интерферирующих волн зависят от особенностей дифракционных элементов – края экрана, преобразующего падающее излучение в ПП и порождающего первую объёмную волну, и края образца, преобразующего ПП во вторую объёмную волну; 3) волновые фронты интерферирующих волн существенно отличаются от плоских и, как следствие, период и контраст интерферограммы оказываются непостоянными.

Мы предлагаем новый способ определения комплексного показателя преломления ТГц ПП, позволяющий повысить точность измерений и

основанный на методе асимметричной статической интерферометрии [4]. Суть способа состоит в том, что анализируемую интерференционную картину формируют не объёмные, а поверхностные волны. В результате из процесса измерений устраняются элементы с неизвестными характеристиками: край образца и край экрана. Кроме того, угол схода интерферирующих волн предложен выбирать малым, а сами эти волны должны проходить по образцу различные расстояния.

Использование ПП в методе фазовой ПП-спектроскопии вместо объёмных волн допустимо в ИК-диапазоне, поскольку в этом случае ПП имеют, с одной стороны, макроскопическую длину распространения, а с другой стороны, глубина проникновения поля ПП в воздух достигает нескольких сантиметров [1]. Формируемая пучками ПП интерферограмма содержит информацию как о k' , так и о k'' , которая извлекается из результатов измерений путём их математической обработки.

На рис.1 приведена схема интерферометра, реализующего предлагаемый способ. Пучок p -поляризованного монохроматического излучения 1 направляют на элемент 2, возбуждающий ПП на поверхности образца 3. Пучок лучей ПП достигает первого уголкового зеркала 4, делящего его на два новых когерентных пучка ПП одинаковой интенсивности. Отражённые зеркалами 5, 6, 7 пучки ПП проходят различные расстояния (что приводит к различию их интенсивностей) и формируют интерференционную картину, регистрируемую линейкой фотодетекторов 8. Вычислительное устройство 9, используя сигналы линейки 8, рассчитывает значения обеих частей показателя преломления ПП.

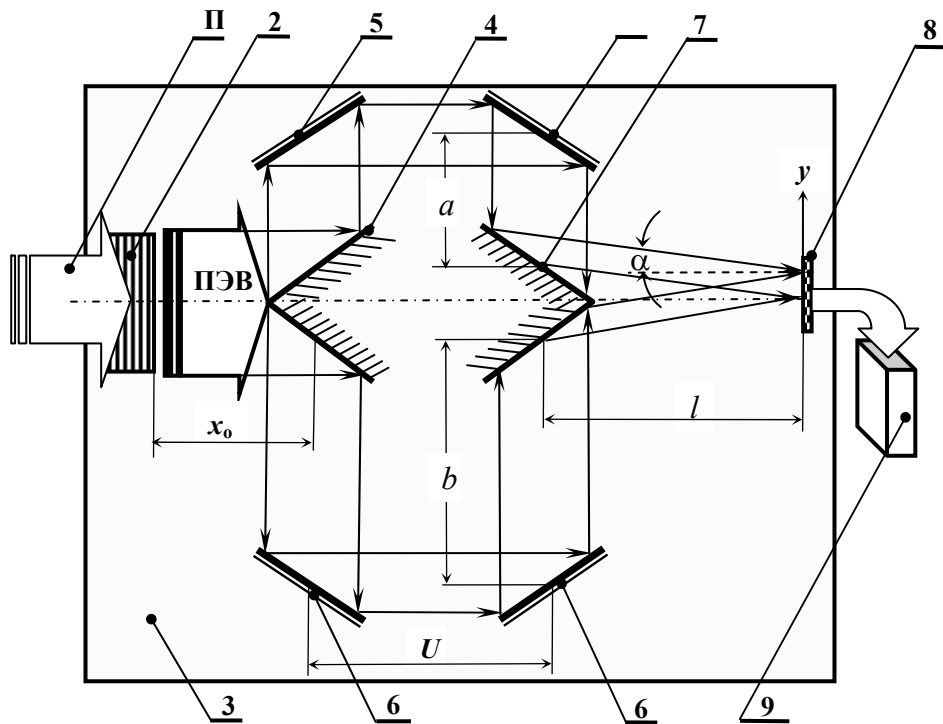


Рис.1. Схема статического асимметричного ПП-интерферометра.

Действительную часть показателя преломления ПП можно рассчитать, определив период дифракционной картины Λ и, полагая известными значения λ и угла схождения пучков α , по формуле:

$$\kappa' = \frac{\lambda}{\Lambda \cdot 4 \sin(\alpha)}. \quad (1)$$

Величину κ'' можно определить, решив нелинейное уравнение:

$$I(y) = I_0 e^{-2k_0 \kappa'' (x_0 + U + l / \cos \alpha)} \times \{ e^{-4k_0 \kappa'' a + 2k_0 \kappa'' y \cdot \sin \alpha} + e^{-4k_0 \kappa'' b - 2k_0 \kappa'' y \cdot \sin \alpha} + 2e^{-4k_0 \kappa'' (a+b)} \times \cos[2k_0 \kappa'' (2y \cdot \sin \alpha + 2(b-a))] \}, \quad (2)$$

где I – интенсивность излучения в произвольной точке интерферограммы с координатой y ; I_0 – интенсивность излучения в пучке ПП на выходе элемента преобразования 2; расстояния x_0 , U , l , a , b – обозначены на рис.1.

Способ иллюстрирован примером определения значений κ' и κ'' для ПП, возбуждаемых излучением с $\lambda=110$ мкм на поверхности алюминиевого образца, размещённого в воздухе. Показано, что при выборе $a=2,0$ см, $b=12,0$ см, $U=5,0$ см и $l=15,3$ см, обеспечивающем угол схождения пучков $\alpha=2,0^\circ$, получают интерферограмму с периодом 0,787 мм и различием интенсивностей (обеспечиваемой асимметрией интерферометра) между максимумами 1-го и 12-го порядков равным 0,56%. Такое различие интенсивностей может быть надёжно зарегистрировано выпускаемыми промышленностью детекторами терагерцового излучения [5].

Учитывая, что точность измерения интенсивности излучения современными детекторами ИК-излучения – не ниже 10^{-3} % [5], стабильность значения λ порядка 1% и, полагая погрешность измерения координат максимумов картины равной 1 мкм, получим, что точность определения κ' и κ'' предлагаемым методом составляет 0,1% и 1%, соответственно; что на порядок превышает точность определения κ' и κ'' методом фазовой ПП-спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Н. Жижин, А.К. Никитин, Г.Д. Богомолов и др. // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 100. № 5. С. 798.
2. V.I. Silin, S.A. Voronov, V.A. Yakovlev, G.N. Zhizhin // Intern. J. Infrared & Millim. Waves. 1989. V.10. N 1. P. 101.
3. G.N. Zhizhin, E.V. Alieva, Kuzik L.A. et al. // Appl. Phys. (A). 1998. V. 67. P. 667.
4. У. Вольф, Г. Цисис "Справочник по инфракрасной технике". Т. 3. // М.: Мир, 1999.
5. Л.В. Егорова, Д.С. Ермаков, Д.Г. Кувалкин, О.К. Таганов // Оптико-механическая промышленность. 1992. №2. С. 3.

КОНТРОЛЬ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛ ДИМЕТИЛФОРМАМИДА И ДИХЛОРБЕНЗОЛА

А.Г. Шмелев, А.В. Леонтьев, Г.М. Сафиуллин, В.Г. Никифоров,
В.С. Лобков

Казанский физико-технический институт КНЦ РАН
Сибирский Тракт 10/7, Казань, 420029, Россия
E-mail: sgartjom@gmail.com

Один из эффективных экспериментальных методов исследования молекулярной динамики в жидкости и пленках основан на возможностях оптической поляризационной нерезонансной время-разрешенной спектроскопии с регистрацией сверхбыстрого оптического эффекта Керра (ОЭК) [1]. Суть данного метода состоит в наведении линейно поляризованным накачивающим фемтосекундным импульсом нестационарной анизотропии среды. Спустя заданное время после накачивающего импульса состояние среды зондируется слабым пробным импульсом. Регистрируемый в эксперименте сигнал обусловлен изменением поляризации пробного импульса на выходе из образца и

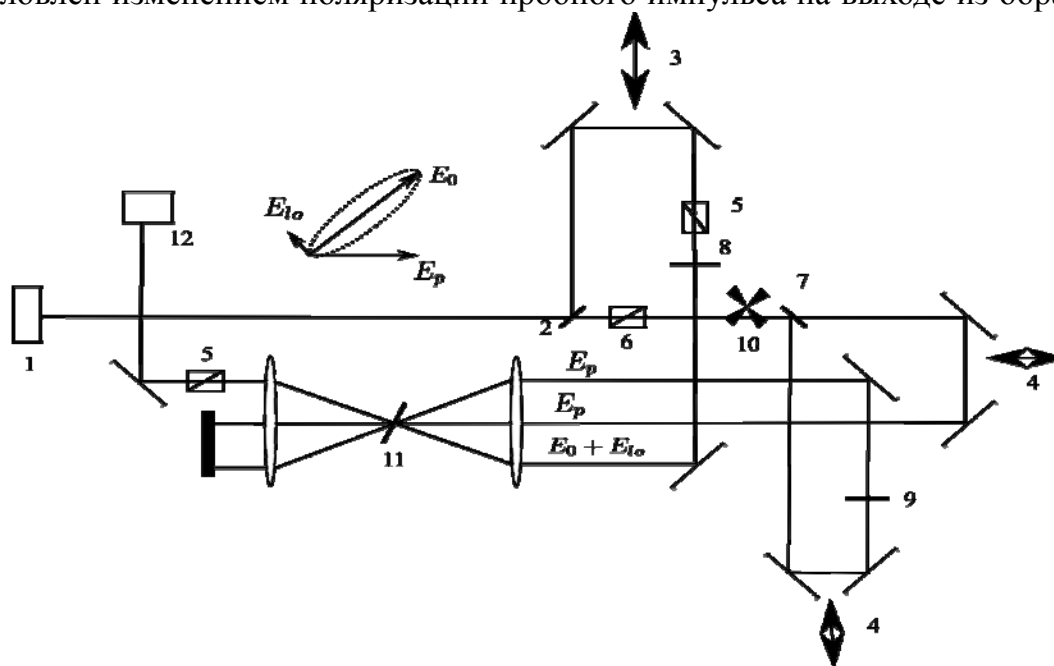


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 фемтосекундный лазер, 2 светоделитель, пропускание 80 %, 3 механизированная линия задержки (пробный луч), 4 линии задержки (лучи накачки), 5 скрещенные поляризаторы пробного луча, 6 поляризатор лучей накачки, 7 светоделитель, пропускание 50 %, 8 пластинка $\lambda/4$, 9 пластинка $\lambda/2$, 10 механический модулятор, 11 образец, 12 ФЭУ.

является результатом нелинейного отклика среды на действие накачивающего поля. Нелинейный отклик среды формируется за счет откликов низкочастотных комбинационно-активных колебательно-вращательных молекулярных мод, а также отклика электронной гиперполяризуемости молекул [1,2].

Использованная в данной работе схема эксперимента приведена на рис. 1. Генератором фемтосекундных импульсов является Ti:Sa лазер (Avesta LTD), накачиваемый второй гармоникой Nd:YAG лазера Finesse (Laser Quantum)

мощностью 3,8 Вт с диодной накачкой. Средняя энергия импульсов длительностью 60 фс с несущей 780 нм составляла 5×10^{-9} Дж. В эксперименте измерялась относительная интенсивность пробного луча, прошедшего через поляризатор, образец и анализатор. Для улучшения отношения сигнал/шум применялась техника оптического гетеродинамирования: с помощью пластинки $\lambda/4$ поле пробного импульса смешивалось с полем локального осциллятора, поляризация которого перпендикулярна поляризации пробного импульса, а фаза имеет сдвиг $\pi/2$ по отношению к полю пробного импульса.

Наравне с оптическим методом повышения соотношения сигнал/шум

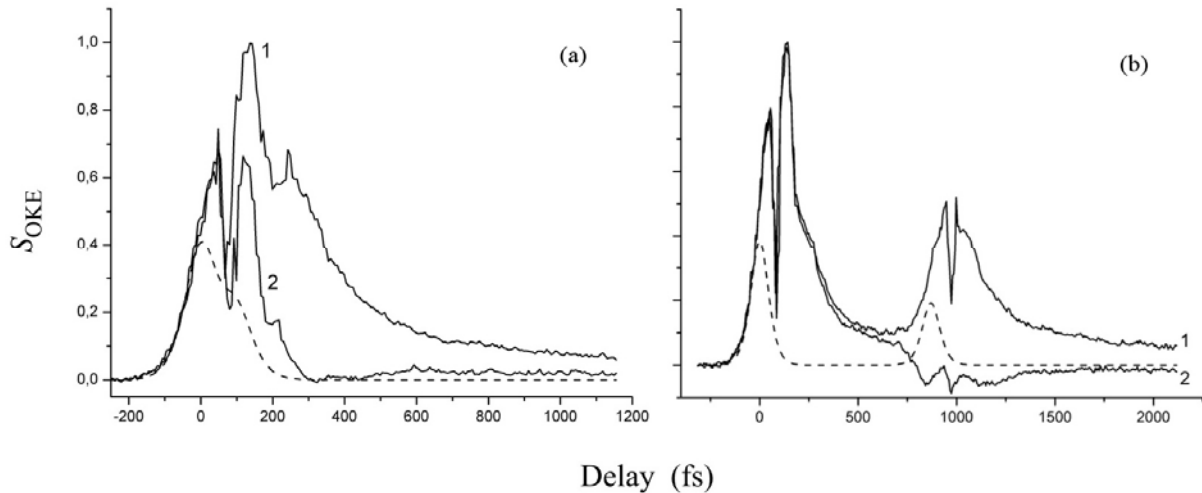


Рис. 2. Сигнал сверхбыстрого ОЭК в жидкости диметилформаида. Задержка между накачивающими импульсами (а) 100 фс, (б) 870 фс. Сплошным пронумерованным линиям соответствуют параметры: (1) $\alpha = 0^\circ$, (2) $\alpha = 90^\circ$. Пунктирная линия – автокорреляционная функция накачивающих импульсов.

применялся метод синхронного детектирования с модуляцией на частоте $\square 1$ кГц. Луч лазера разделялся делительными пластинами 2 и 7 на пробный луч (10 % мощности) и два накачивающих (первый накачивающий – 60 %, второй накачивающий – 30 % мощности). Второй накачивающий луч проходил через дополнительную линию задержки и пластинку $\lambda/2$, позволяющую поворачивать линейную поляризацию второго накачивающего импульса. Используемая нами схема позволяет варьировать задержку между двумя накачивающими импульсами и угол между их линейными поляризациями (α). Накачивающие и пробный лучи сводились в образце после прохождения линзы с фокусным расстоянием 10 см. Угол сведения между первым и вторым накачивающими лучами и первым накачивающим и пробным импульсами составлял $\square 3^\circ \div 4^\circ$. В качестве исследуемого образца использовалась прозрачная в области 800 нм чистая (дважды фильтрованная через фильтр с размером пор 0,02 мкм) жидкость диметилформаида ((CH_3)₂NCOH) и орто-дихлорбензола ($\text{C}_6\text{H}_4\text{Cl}_2$) прозрачная в области несущей частоты лазерных импульсов 800 нм, помещенная в кварцевую кювету.

На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные данные, демонстрирующие влияние второго накачивающего импульса на динамику анизотропии среды при различной задержке между накачивающими импульсами и двух значений $\alpha=0^\circ$ и

$\alpha=90^\circ$. Вторым накачивающий импульс может быть как усиливающим, так и подавляющим. Ключевым параметром, определяющим усиливающий/подавляющий характер второго импульса, является угол α . Последовательностью из двух накачивающих импульсов при любой положительной задержке между ними достигается управление поведением анизотропии в жидкости диметилформамида и дихлорбензола в субпикосекундном диапазоне.

Анизотропия поляризуемости жидкости органических молекул спустя 500 - 1000 фс после действия накачивающего импульса обусловлена главным образом ориентационной анизотропией молекул [1]. Таким образом, усиление/подавление сверхбыстрого ОЭК в основном связано с вращательной динамикой молекул.

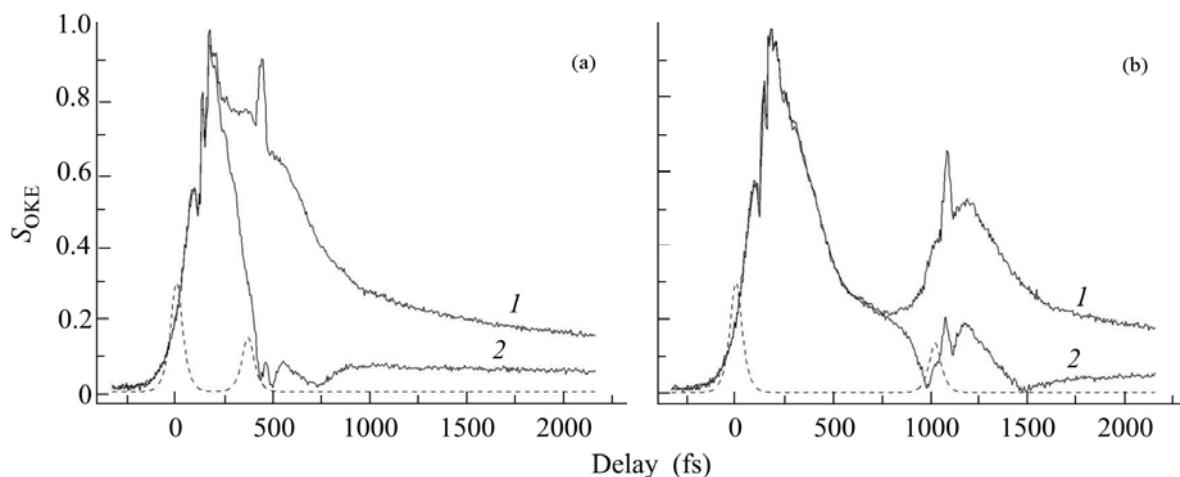


Рис. 3. Сигнал сверхбыстрого ОЭК в жидкости ортодихлорбензола. Задержка между накачивающими импульсами (a) 370 фс, (b) 1030 фс. Сплошным пронумерованным линиям соответствуют параметры: (1) $\alpha = 0^\circ$, (2) $\alpha = 90^\circ$. Пунктирная линия – автокорреляционная функция накачивающих импульсов.

Итогом представленной работы является экспериментальная демонстрация оптического контроля вращательной динамики молекул в чистой жидкости диметилформамида на основе двухимпульсной накачивающей последовательности в эксперименте с регистрацией сверхбыстрого ОЭК. В представленной нами схеме эксперимента на рис. 1 управляющими параметрами, которые позволяют манипулировать ориентационной анизотропией молекул в субпикосекундном диапазоне, являются задержка между накачивающими импульсами и угол между направлениями их линейных поляризаций. Мы также полагаем, что оптический контроль, основанный на схеме рис. 1 может быть использован для селективной спектроскопии молекулярной динамики в жидкости [3]. Работа поддержана грантами РФФИ №06-02-16491 и Ведущей научной школы НШ-6213,2006.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. McMorro, W.T. Lotshaw, G.A. Kenney-Wallace// IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. 24. P. 443.
2. T. Steffen, J.T. Fourkas, K. Duppen// J. Chem. Phys. 1996. V. 105. N. 17. P. 7364.
3. С.А. Моисеев, В.Г. Никифоров // Квант. электрон. 2004. Т. 34. С. 1077.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ В РАЙОНЕ АЛЯСКИ ПО ДАННЫМ МОДЕЛЕЙ GAIM, IFM И ЛУЧЕВОЙ РАДИОТОМОГРАФИИ

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

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

Метод лучевой радиотомографии (РТ) ионосферы открыл новые возможности в исследовании структурных особенностей и динамики ионосферной плазмы. РТ-подход основан на регистрации и анализе радиосигналов двух когерентных частот 150 и 400 МГц навигационных спутников типа «Цикада» (Россия) или Транзит (США) в нескольких приемных точках, расположенных вдоль траектории восходящих или нисходящих витков орбит спутника и на расстояниях порядка сотен километров. Данные навигационные спутники летают на высотах 1000-1150 км, имеют примерно полярным орбиты и период обращения около 105 минут. Высокая скорость движения спутника (~7км/сек) и, соответственно, быстрое, пересечение просвечиваемой области позволяют реконструировать двумерные сечения электронной концентрации в плоскости пролета спутника, характерная длительность РТ регистрации составляет 10-15 минут [1-2]. В 2003-2004 гг., был проведен РТ-эксперимент на трассе Кордова–Гакона–Делта (Cordova–Gakona–Delta) в районе Аляски. Вдоль 215°Е меридиана было установлено несколько приемников, которые регистрировали спутниковые радиосигналы низкоорбитальной американской навигационной системы [1-2].

С другой стороны, для получения необходимой или недостающей информации об ионосфере многие научные группы используют непрерывно развивающуюся модель Глобальной ассимиляции ионосферных измерений USU-GAIM (Utah State University Global Assimilation of Ionospheric Measurements), которая в настоящее время является одной из наиболее разработанных и пригодных к использованию моделей ионосферы. Основной выходной параметром модели – трехмерное распределение электронной концентрации в зависимости от времени (с интервалом 15 минут, на временном отрезке с 01.01.2001 по 24.01.2008). В качестве основы для ассимиляции различного вида измерений система USU–GAIM (далее GAIM) использует физическую модель ионосферы IFM (Ionospheric Forecast Model) и фильтр Кальмана. Источники данных, которые могут быть использованы для ассимиляции: электронная плотность, полученная операционными спутниками, околоземные электронные профили сети ионозондов, измерения ТЕС (Total Electron Content) нескольких тысяч наземных станций и GPS спутников, ТЕС между низкоорбитальными спутниками и радиомаяками и ТЕС, полученный радиозатменным методом, данные спутников DMSP,

наземные томографические цепочки. Модель покрывает высотный диапазон от 92 до 1400 км, что включает E- и F-область, а также верхнюю ионосферу, пространственное разрешение: 15° по долготе, 4.66° по широте [3-5].

В данной работе был проведен сравнительный анализ вычислений, полученных физической моделью IFM и физической моделью GAIM, с реконструкциями электронной плотности, полученными по данным спутниковых радиотомографических измерений за период с 26.10.2003 по 01.11.2003 (64 реконструкции). Исследуемый период интересен тем, что за это время индекс геомагнитной активности изменялся от 1 до максимально возможного значения 9. Кроме того, подобных систематических исследований ранее не проводилось. Целью сопоставления было выяснить применимость исследуемых моделей ионосферы для прогнозирования ее состояния в периоды низкой и экстремально высокой геомагнитной возмущенности, поэтому задача сопоставления модельных данных с RT-реконструкциями ионосферы, представляет особый интерес для многих радиофизических и геофизических приложений.

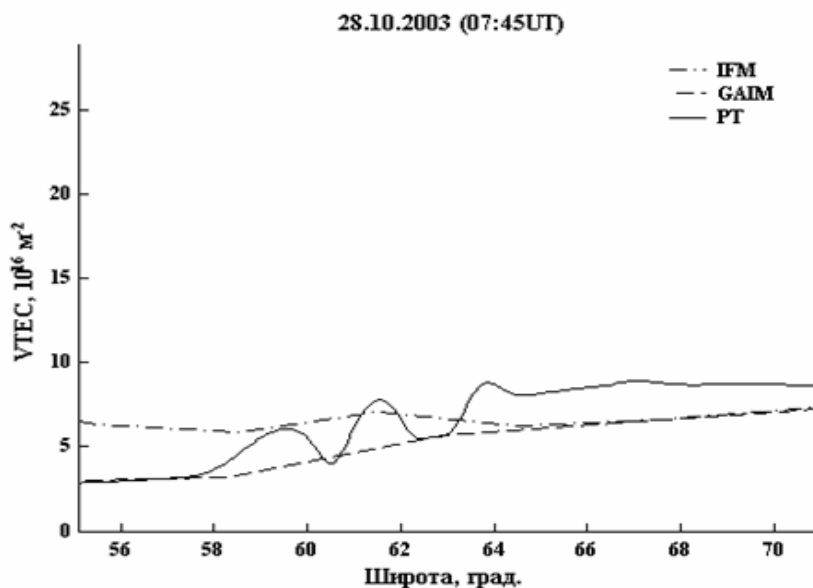


Рис. 1. Графики VTEC, вычисленные по RT-сечению и по данным моделей IFM и GAIM для 28 октября 2003г. в 07:45UT (22:45LT) во время средней геомагнитной возмущенности ($Kp = 3.7$).

В качестве примера на рис.1 приведены типичные графики интеграла полной электронной концентрации VTEC (Vertical Total Electron Content, $VTEC = \int_{h_0}^{h_1} N(h, lat) dh$, интегрируется по нормали к поверхности, в нашей задаче $h_0 = 150$ км, $h_1 = 1000$ км), в единицах 10^{16} м^{-2} , вычисленного по RT-сечению и полученного по данным модели IFM и GAIM для 28 октября 2003г. в 07:45UT. Из графиков можно видеть, что обе модели угадывают градиент (т.е. полная электронная концентрация убывает с юга на север),

но не воспроизводят волновые структуры, наблюдающиеся в РТ–сечении. Модель GAIM описывает уровень VTEC лучше, чем IFM (среднеквадратичное отклонение значений модели GAIM относительно РТ-реконструкции составляет 24%, а для модели IFM 30%). В докладе представлены различные примеры сопоставлений радиотомографических и модельных сечений.

Проведенный комплексный анализ показал, что наблюдаемое методом радиотомографии поведение ионосферы в спокойных и слабо возмущенных геомагнитных условиях адекватно описывается моделью глобальной ассимиляции GAIM и неудовлетворительно физической моделью IFM (значения модели IFM, как правило, завышены). Погрешности данных модели GAIM относительно РТ-сечений варьируются от 8% до 40%, для IFM - от 15% до 100%. В период сильнейшей магнитной бури ($K_p = 9$) модель GAIM, в отличие от IFM, удовлетворительно описывает уровень и область максимума электронной концентрации, однако не воспроизводит квазиволновые, волновые, «стеночные» структуры, провалы ионизации, наблюдающиеся в РТ-сечениях. Таким образом, модели IFM и GAIM описывают усредненную сглаженную ионосферу.

Сопоставление критических частот, вычисленных по модели GAIM, по РТ-реконструкциям и по данным ионозонда в Гаконе, показало неплохое соответствие результатов модели с ионозондами в слабо возмущенный период. В сильно возмущенный период модельные значения были то сильно завышены, то сильно занижены по отношению к результатам РТ-эксперимента.

Авторы выражают благодарность центру ССМС (Community Coordinated Modeling Center) за предоставленные данные электронной плотности, полученные моделью IFM и моделью GAIM (<http://ccmc.gsfc.nasa.gov>). Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 05-05-65145, №07-05-01-120)

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева “Радиотомография ионосферы” М.: Наука, 2007
2. V.E. Kunitsyn and E.D. Tereshchenko “Ionospheric Tomography” Springer-Verlag. 2003.
3. R.W. Schunk, L. Scherliess, J.J. Sojka, and D. Thompson. Global Assimilation of Ionospheric Measurements (GAIM) // Radio Science. 2004. P. 39.
4. L. Zhu, R.W. Schunk, G. Jee, L. Scherliess, J.J. Sojka, and D.C. Thompson. Validation study of the Ionospheric Forecasting Model (IFM) using TOPEX TEC Measurements // Radio Science, 2006.

СОРТИРОВКА СПИНОВЫХ ИЗОМЕРОВ ВОДЫ НА НАНОПОРИСТЫХ СТРУКТУРАХ

П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, А.А. Лескин, С.Н. Андреев,
В.И. Тихонов, А.А. Волков

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова, 38, 119991, Москва, Россия

Малоизученным свойством воды остается ее спиновая изомерия – способность молекулы H_2O существовать в двух формах, отличающихся ориентацией ядерных спинов атомов водорода. Подобно молекуле водорода H_2 молекула воды содержит два протона, спины которых, согласно квантовой механике, ориентированы либо одинаково (орто-молекула), либо разнонаправлено (пара-молекула) [1]. Термодинамическая вероятность реализации орто молекул в три раза выше, чем пара молекул. При нормальных условиях (в высокотемпературном пределе) водяной пар на три четверти состоит из орто молекул и на четверть – из пара молекул (нормальное орто/пара (О/П) отношение – 3:1). Взаимные орто/пара превращения молекул маловероятны, поэтому водяной пар в прямом смысле является двухкомпонентной смесью орто и пара молекул. Теоретически не запрещено разделение этой смеси на спиновые компоненты. В большинстве известных монографий и обзоров по воде о спиновой изомерии даже не упоминается.

В 80-х годах в экспериментах с газодинамическим лазером была замечена разница в поведении орто и пара молекул при конденсации воды на адсорбентах разной природы [2]. Для диагностики воды на орто/пара состав использовалась лабораторная техника субмиллиметровой ЛОВ-спектроскопии. Через несколько лет результаты работ [2] качественно подтвердились в работах [3], выполненных по хроматографической методике с использованием усовершенствованного ЛОВ-спектрометра.

Положительные результаты по О/П разделению дает также диодная лазерная спектроскопия (ДЛС), с помощью которой в разных лабораториях удается наблюдать слабые различия в поведении орто и пара молекул водяного пара при просачивании его сквозь адсорбент [4,5].

В настоящей работе мы описываем эксперимент по нарушению нормального 3:1 О/П-отношения в водяном паре методом динамической сорбции и анализируем результат в рамках кинетической модели.

Эксперимент состоит в следующем: водяной пар с нормальным О/П-отношением 3:1 при комнатной температуре пропускается сквозь колонку с нанопористым адсорбентом [6] и анализируется на выходе на орто/пара состав. Входной импульс формируется в виде импульса, который после

прохождения через адсорбент приобретает квазигауссову форму. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.

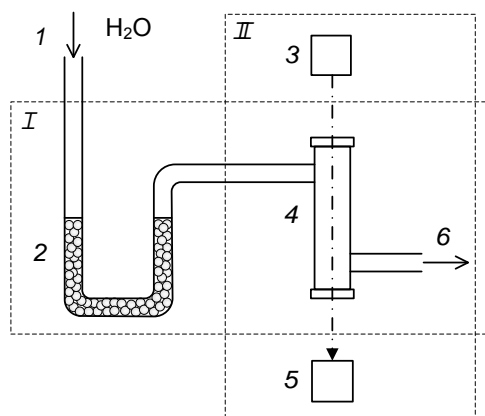


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

I – вакуумная система, II – ЛОВ-спектрометр. 1 – ввод газ-носителя и водяного пара, 2 – адсорбционная колонка, 3 – ЛОВ-генератор излучения, 4 – измерительная кювета, 5 – приемник излучения, 6 – откачка.

При пропускании импульса водяного пара через колонку с нанопористым адсорбентом удастся наблюдать на выходе путем селективного детектирования *орто* и *пара* молекул отклонение *орто/пара* отношения от нормального значения 3:1.

При регистрации выходного импульса, независимо для *орто* и *пара* молекул, *пара* составляющая нормируется на *орто*. Главный результат эксперимента состоит в обнаружении газодинамических условий, при которых выходные *орто* и *пара* кривые на фронтах импульса расходятся: регистрируется несовпадение *орто* и *пара* кривых, выходящее за рамки погрешности измерений. Типичная кривая зависимости О/П-отношения от времени $S(t)$ выглядит так, как показано на рис. 2. Характерно, что эффект О/П-разделения обнаруживается только на самых краях кривой $S(t)$ при давлениях водяного пара ниже 1 Торр. Попытки усилить эффект, перевести его в область более высоких давлений к успеху не приводят. Кривая разделения $S(t)$ в средней части всегда имеет хорошо выраженное плато, соответствующее равновесному О/П-отношению.

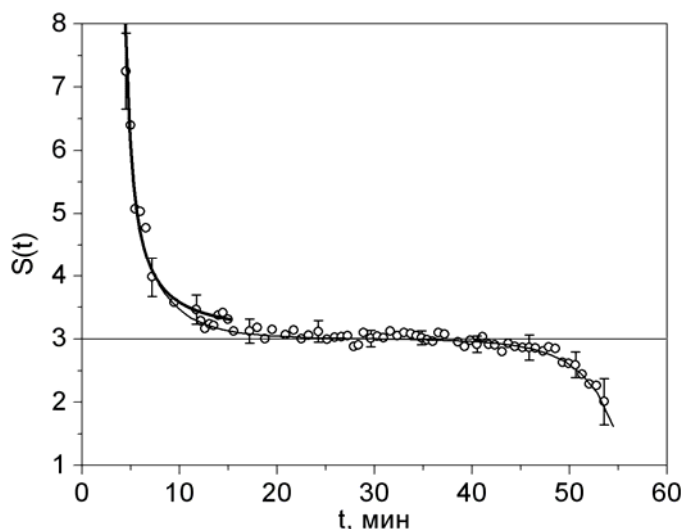


Рис. 2. Отношение импульсов на выходе из колонки, снятых отдельно для *орто* и *пара* молекул. Эффект О/П-разделения - отклонение О/П-отношения от значения 3. Точки – эксперимент, толстая и тонкая линии – модельное описание.

Эффект находит объяснение в рамках модели нестационарной сорбции, точнее, неравновесной хроматографии. Предположительно, он связан со спиновой селективностью процесса диффузии молекул воды внутри адсорбента. Нерешенной проблемой остается фиксация условий эксперимента (параметров газотранспортной системы и процедуры подготовки адсорбента), требуемых для уверенного воспроизведения эффекта О/П-разделения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ч. Таунс, А. Шавлов "Радиоспектроскопия" М.: Изд-во иностр. лит., 1959. 756 с.
2. В.К. Конохов, В.И. Тихонов, Т.Л. Тихонова, В.Н. Файзулаев // Письма в ЖТФ, 1986. Т. 12. № 23. С. 1438.
3. V.I. Tikhonov, A.A. Volkov // Science, 2002. V. 296. P. 2363.
4. A.I. Nadezhdinskii // Spectrochimica Acta A, 1996. V. 52. P. 1041.
5. Е.В. Степанов, В.И. Тихонов, В.А. Миляев // Квантовая Электроника, 2005. Т. 35. № 3. С. 205.
6. V. Davankov, M. Tsyurupa, M. Ilyin, L. Pavlova // J. Chromatography A, 2002. V. 5. P. 965.

СТРУКТУРА ПОЛОС В СПЕКТРАХ ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ, АКТИВИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

Л.И. Булатов¹, В.В. Двойрин², В.М. Машинский², Е.Ф. Кустов²,
А.П. Сухоруков¹

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Ленинские Горы, e-mail: lenar@fo.gpi.ru

²Научный центр волоконной оптики, Российская Академия наук, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

Ускоренный рост объемов передаваемой информации в телекоммуникационных системах стимулирует активное освоение диапазона 1.26-1.36 мкм (О-полоса), который характеризуется достаточно низкими оптическими потерями и близкой к нулю хроматической дисперсией. Проблема оптического усиления в этом диапазоне может быть решена использованием волоконных световодов, активированных висмутом. В последние несколько лет интенсивно проводятся исследования активных висмутовых центров (АВЦ) в различных объемных стеклах [1]. Мы сообщали об изготовлении алюмосиликатных волоконных световодов, активированных висмутом, методом химического осаждения из газовой фазы (MCVD) и их спектроскопическом исследовании [2]. Данные световоды перспективны для создания непрерывных и импульсных лазеров, а также широкополосных усилителей [3,4]. В тоже время природа активных висмутовых центров до конца не ясна. АВЦ характеризуются широкими полосами люминесценции с максимумами на 750 и 1200 нм и полосами поглощения на 500, 700, 800, 1000 и 1400 нм [1,2]. Интенсивные исследования ИК люминесценции показали, что данная полоса состоит из 3 – 4 компонент [5]. Ширина и несимметричность полос поглощения и «красной» люминесценции позволяют предположить, что данные широкие полосы так же состоят из нескольких компонент каждая. В данной работе мы попытались выявить структуру всех полос поглощения и люминесценции с целью получения наиболее полных спектроскопических данных, которые послужат основой для выявления природы активных висмутовых центров и построения спектроскопической модели.

В данной работе исследовались алюмосиликатные волоконные световоды (#25, #35 и #50), активированные висмутом с концентрацией < 0.02 ат.%. Концентрация Al в сердцевине всех световодов составляла 4 мол.%. Дополнительно сердцевина световода #35 содержала фосфор и германий, а световод #50 – только германий с концентрациями менее 1 мол.%. Были проведены измерения спектров поглощения и люминесценции при температурах 77, 300, 600 и 1000К, а так же после

двухчасовой термообработки при температуре 1000К. Спектры поглощения измерялись в диапазоне 350 – 1600 нм, спектры люминесценции - от 600 до 1600 нм при возбуждении 514.5, 676.4 и 1064 нм (рис. 1). Указанные спектры демонстрировали схожее поведение и структуру для всех световодов. Далее проводилось разложение широких полос поглощения и люминесценции на гауссовы компоненты для световода #50.

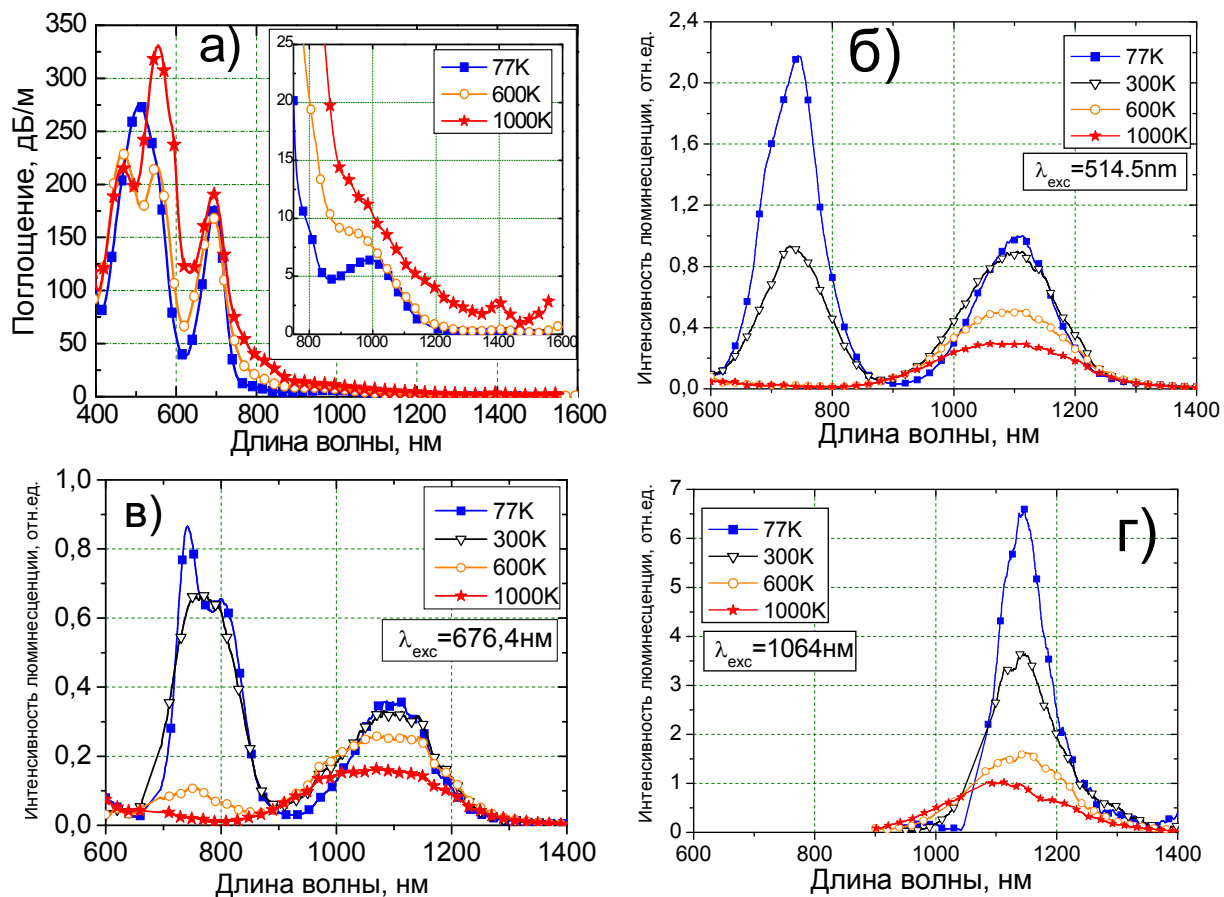


Рис. 1. Спектры поглощения (а) и люминесценции при возбуждении 514.5 (б), 676.4 (в) и 1064 нм (г), измеренные при температурах 77, 300, 600 и 1000К.

В спектрах поглощения выявлены следующие 9 переходов и максимумами интенсивности на: 460, 522, 563, 677, 701, 784, 857, 1006 и 1370 нм. При изменении температуры спектральное положение всех полос не меняется, при этом их ширины увеличиваются на ~30-80%. Амплитуды с ростом температуры увеличиваются в ~1,5-5 раз за исключением амплитуды полос на 522 нм и 701 нм, которые падают в ~1,5-3 раза. После термообработки амплитуды всех полос растут на 10-80% по сравнению с их амплитудами до обработки.

Широкая полоса люминесценции на 750 нм разбивается на 3 гауссовы компоненты с максимумами на 685, 740, 805 нм, а в полосе ИК люминесценции присутствуют переходы с максимумами на 1078, 1145 и 1197, а так же слабый длинноволновый переход на 1320 нм, который

проявляется только при 77К. При увеличении Т спектральные положения полос остаются неизменными, однако несколько зависят от длины волны возбуждения. Ширины полос увеличиваются с ростом Т в 2-3 раза, а амплитуды уменьшаются, хотя характер уменьшения разный. При увеличении Т происходит интенсивное тушение «красной» люминесценции до нуля, тогда как интенсивность полос ИК люминесценции уменьшается максимум в 5 раз. После термообработки интенсивность более коротковолновой полосы в разложении и «красной», и ИК люминесценций остается неизменной, а интенсивность более длинноволновой увеличивается на ~30%.

Таким образом, в работе расширена и детализирована схема энергетических переходов АВЦ в алюмосиликатной матрице стекла. Мы полагаем, что из двойственного поведения амплитуд как полос поглощения, так и люминесценции следует существование двух типов активного висмутового центра с сильным и слабым искажением центра симметрии иона в сетке стекла. Так же возможно три механизма, приводящих к изменению АВЦ в стекле при воздействии температуры: 1) термоиндуцированные колебания, которые увеличивают возможность колебательных переходов, 2) обратимые процессы релаксации ближайшего окружения ионов висмута приводящие к изменению нечетной части потенциала кристаллического поля, который, в свою очередь, может изменять вероятность запрещенных переходов между уровнями одной четности в активных висмутовых центрах, и 3) необратимые релаксационные процессы.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Fujimoto, M. Nakatsuka. Infrared Luminescence from Bismuth-Doped Silica Glass // Jpn. J. Appl. Phys. 2001. V. 40. L279.
2. V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, L.I. Bulatov, I.A. Bufetov, A.V. Shubin, M.A. Melkumov, E.M. Dianov. Bismuth-doped-glass optical fibers – a new active medium for lasers and amplifiers // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 2966.
3. E.M. Dianov, V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, A.A. Umnikov, M.V. Yashkov, A.N. Guryanov. CW bismuth fibre laser // Quantum Electronics. 2005. V. 35. P. 1083.
4. I. Razdobreev, L. Bigot, V. Pureur, A. Favre, G. Bouwmans, M. Douay. Efficient all-fiber bismuth-doped laser // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 031103.
5. M. Peng, J. Qiu, D. Chen, X. Meng, I. Yang, X. Jiang, and C. Zhu. Bismuth- and aluminium-codoped germanium oxide glasses for super-broadband optical amplification // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 1998.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ СИЛИКАТА ВИСМУТА

А.С. Акрестина, М.Ю. Аверкина, Н.С. Басько, Е.С. Гриднева,
А.С. Вишнев, А.С. Стремужевская, А.Н. Логвиненко
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,
Томск, Россия

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований и численной аппроксимации спектральных и температурных зависимостей коэффициента оптического поглощения в нелегированных кристаллах силиката висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

В экспериментах использовались три образца нелегированного кристалла силиката висмута среза (100), имеющих толщину от 1,2, 2,64 и 10,7 мм. Температурные зависимости коэффициента поглощения $k(T)$ исследовались для образца с толщиной 2,64 мм в диапазоне температур $T=0-80^\circ\text{C}$ для квазимонохроматического излучения полупроводниковых светодиодов со средними длинами волн 660, 570 и 505 нм. Спектральные зависимости поглощения $k(\lambda)$ измерялись при различных фиксированных значениях температуры в диапазоне от 440 до 1100 нм для образцов с толщиной 1,2 и 10,7 мм.

Экспериментальные исследования температурных зависимостей $k(T)$ показали, что с ростом температуры коэффициент оптического поглощения увеличивается для всех исследованных длин волн, причем величина его изменений растет с укорочением длины волны (рис. 1). Для аппроксимации наблюдаемых зависимостей $k(T)$ была использована модель донорно-ловушечных ($D-T$) пар, каждая из которых включает два близко расположенных центра донорного и ловушечного типов [1]. Эти центры разделены потенциальным барьером; соответствующие им минимумы потенциальной энергии отличаются на величину ΔE_{DT} , а сечения фотоионизации удовлетворяют неравенству $S_D \ll S_T$. Возможность туннелирования электронов сквозь данный потенциальный барьер приводит к перераспределению

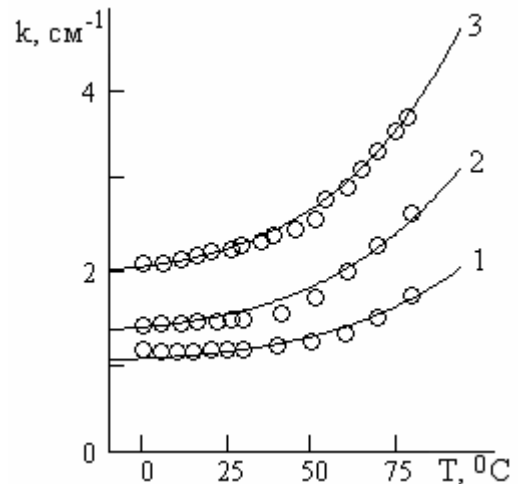


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные температурные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ для $\lambda = 660$ (1), 570 (2) и 505 нм (3). Кружки – эксперимент, сплошные линии – расчетные зависимости.

электронов между D - и T -центрами при изменении температуры и соответствующему изменению оптического поглощения. Расчетные зависимости $k(T)$, удовлетворительно описывающие при $\Delta E_{DT}=0,3$ эВ и $S_T/S_D = 18000$ результаты эксперимента, представлены на рис. 1 сплошными линиями.

При исследовании спектральных зависимостей оптического поглощения получено, что с ростом температуры коэффициент поглощения увеличивается для обоих образцов, причем значимые изменения наблюдаются в области $\lambda < 600$ нм (рис. 2).

Для анализа полученных экспериментальных спектральных зависимостей $k(\lambda)$ была использована теоретическая модель примесного поглощения [2], предполагающая фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких центров, имеющих нормальный закон распределения концентраций по энергии ионизации E_I . В этом случае коэффициент поглощения для излучения с энергией кванта $\hbar\omega$ может быть найден в виде интеграла

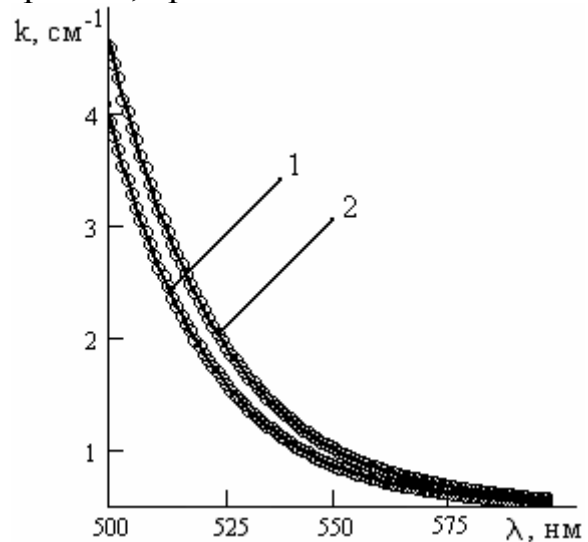


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные спектральные зависимости коэффициента поглощения в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ для $T = 25$ °С (1), и $T = 70$ °С (2). Кружки – эксперимент, сплошные линии – расчетные зависимости.

$$k(\hbar\omega) = \int_0^{\hbar\omega} SN(E_I, T) \frac{\sqrt{\hbar\omega/E_I - 1}}{(\hbar\omega/E_I)^3} \frac{1}{1 + \exp[(E_F - E_I)/k_B T]} dE_I, \quad (1)$$

где N_{EI} и S - концентрация и сечение фотоионизации локального центра; энергия E_F равна расстоянию от уровня Ферми до дна зоны проводимости; k_B - постоянная Больцмана и T - абсолютная температура.

В предположении о присутствии в кристалле примесных (дефектных) центров нескольких типов с нормальным законом распределения, функцию $B(E_I, T) = SN(E_I, T)$ от энергии ионизации и температуры в подынтегральном выражении можно представить в следующем виде:

$$B(E_I, T) = \sum_n b_n(T) \exp\left[-\frac{(E_n - E_I)^2}{\Delta E_n^2}\right], \quad (2)$$

где $b_n(T)$ определяется заполнением электронами глубоких центров n -типа и их сечением фотоионизации, а E_n и ΔE_n соответствуют параметрам нормального распределения для центров n -типа.

Результаты аппроксимации экспериментальных спектральных зависимостей, полученные на основе соотношений (1) и (2), показаны сплошными линиями на рис. 2. При подгонке под экспериментальные данные учитывалась возможность изменения с температурой заполнения электронами шести глубоких центров со средними значениями энергии ионизации от $E_1 \approx 1,60$ до $E_6 \approx 2,74$ эВ.

Зависимости параметров распределения (2) $b_4(T)$ и $b_5(T)$ от температуры для центров с $E_4 \approx 2,35$ и $E_5 \approx 2,62$ эВ ($\Delta E_4 = 0,129$ и $\Delta E_5 = 0,435$ эВ), полученные для образца $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с толщиной 10,7 мм,

приведены на рис. 3. Из проведенных расчетов также следует, что обнаруженные изменения с температурой степени заполнения электронами других четырех центров в данном образце не являются значимыми и могут быть связаны с погрешностями эксперимента.

Таким образом, увеличение оптического поглощения в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с температурой в исследованном спектральном диапазоне может быть обусловлено термоиндуцированным увеличением заполнения электронами примесных (дефектных) центров со средними значениями энергии ионизации $E_4 \approx 2,35$ и $E_5 \approx 2,62$ эВ. Эти ловушечные T -центры имеют сечение фотоионизации, на несколько порядков превышающее таковое для донорных D -центров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и БРФФИ (грант № 06-02-81040_Бел_а и 08-02-99023-р_офи) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2006-2008 годы)».

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Е. Полякова, С.И. Иткин, М.Г. Кистенева и др.// Известия вузов. Физика. 2006. №3. С. 164.
2. А.Л. Толстик, А.Ю. Матусевич, М.Г. Кистенева и др.// Квантовая электроника. 2007. Т.37. №11. С. 1027.

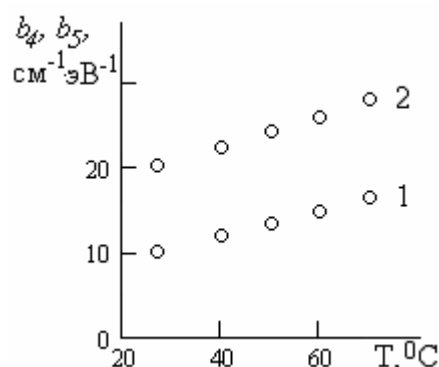


Рис. 3. Температурные зависимости параметров $b_4(T)$ (1) и $b_5(T)$ (2), характеризующих заполнение электронами центров с энергиями ионизации $E_4 \approx 2,35$ и $E_5 \approx 2,62$ эВ в образце $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с толщиной 10,7 мм

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО МЕТОДА МОДУЛЯЦИИ СИГНАЛА В СОВРЕМЕННЫХ ЦИФРОВЫХ СИСТЕМАХ РАДИОСВЯЗИ

П.Н. Захаров, А.К. Бабушкин, А.Ф. Королев, А.В. Турчанинов

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

Кафедра фотоники и физики микроволн

В современных цифровых системах радиосвязи актуальной является следующая задача: **для заданной ширины полосы сигнала W , заданного максимального значения вероятности ошибки на бит BER_{max} определить оптимальный (обеспечивающий максимальную скорость передачи информации) вид модуляции (и число позиций модуляции) и максимальную скорость передачи данных.** Оптимальный вид модуляции будет зависеть от физических характеристик среды распространения радиоволн (например, затухания на трассе) и энергетико-шумовых характеристик аппаратуры. Таким образом, в зависимости от геометрического расположения приемной и передающей антенн система должна выбирать оптимальный вид модуляции (обеспечивать переключение между различными видами модуляции) и скорость передачи информации.

В действующих системах передачи данных распространен выбор метода модуляции и скорости передачи данных, основывающийся на пропускной способности. Пропускная способность определяется на основе расчета, производимого для известных зависимостей вероятности ошибки на бит от отношения сигнал/шум. В данной работе показано, что этот подход, не учитывающий максимального допустимого уровня BER (понятие пропускной способности предполагает, что число бит в секунду, равное пропускной способности, декодировано безошибочно, т.е. BER=0), а также характеристик реальных кодеров, имеет существенную ошибку, достигающую нескольких дБ.

Поставленная задача имеет строгое аналитическое решение. В работе была введена величина *отношение сигнала к спектральной плотности шума на детекторе (ОСПШД)*:

$$ОСПШД = P_0 + G_{TX} + G_{RX} - NF - Loss + 174, \quad (1)$$

где P_0 – выходная мощность передатчика, G_{TX} – коэффициент усиления антенны передатчика, G_{RX} – коэффициент усиления антенны приемника, $Loss$ – коэффициент потерь на трассе, NF – коэффициент шума приемника, -174 дБм/Гц – уровень теплового шума на сопротивлении 50 Ом (входное сопротивление приемника) при температуре 25°C.

Видно, что величина ОСПШД объединяет характеристики приемно-передающей аппаратуры и потери на трассе. Канал полностью описывается коэффициентом потерь $Loss$. Разумеется, для многолучевого канала помимо потерь на трассе присутствуют другие искажения, такие как межсимвольная интерференция, однако, применяемые на практике системы минимизации влияния многолучевости (OFDM, эквалайзеры, RAKE, MIMO) сводят данные искажения к плоским замираниям, т.е. флуктуациям уровня принимаемого сигнала. В этом случае $Loss$ представляет собой эквивалентный коэффициент потерь, что делает разработанный метод применимым для многолучевых радиоканалов.

Были проанализированы различные методы модуляции сигнала, применяющиеся в современных цифровых системах радиосвязи с ограниченной полосой. По совокупности критериев спектральной и энергетической эффективности наиболее эффективной является модуляция QAM (амплитудно-фазовая) и ее различные усовершенствования (TCM – модуляция с решетчатым кодированием, оптимизация

формы сигнального созвездия). Поэтому вопрос о выборе оптимального метода модуляции в большинстве случаев сводится к вопросу о выборе числа позиций модуляции QAM. Тем не мене, разработанный метод является универсальным и применим для любых видов модуляции с ограниченной полосой, а также для систем с кодированием.

Суть разработанного метода состоит в том, что для различных видов модуляции строятся зависимости вероятности ошибки на бит от величины E_b / N_0 (отношение энергии бита к спектральной плотности мощности шума). Для видов модуляции без кодирования данные зависимости известны аналитически, при применении кодирования предлагается получать зависимости на основе численного моделирования, что является наиболее точным. Если известна зависимость BER от E_b / N_0 , то можно определить, для каждого вида модуляции, минимальное значение E_b / N_0 , обеспечивающее заданное максимально допустимое значение вероятности ошибки на бит BER_{max} . Обозначим данные значения для каждого (i -го) вида модуляции через $(E_b / N_0)_i^{min}$. Для каждого значения можно определить соответствующее значение ОСПШД по формуле:

$$ОСПШД_i^{min} = \left(\frac{E_b}{N_0} \right)_i^{min} + 10 \log W - 10 \log \frac{1 + \alpha}{\log_2 M \cdot R_c}, \quad (2)$$

где $ОСПШД_i^{min}$ – минимальное значение ОСПШД, требуемое для обеспечения требуемого значения BER для определенного вида модуляции, W – полоса сигнала на радиочастоте (Гц), R – скорость передачи данных (бит/с), M – число позиций модуляции, α – коэффициент скругления фильтра, R_c – скорость кода (1 при отсутствии кодирования).

Максимальная скорость передачи определяется соотношением:

$$R_{max} = W \cdot \log_2 M \cdot R_c \frac{1}{1 + \alpha} \quad (3)$$

Из (3) видно, что имеет смысл выбирать вид модуляции с наибольшим числом позиций (M) (при одинаковом кодировании), так как он позволит обеспечить передачу в заданной полосе с максимальной скоростью.

Формулы (2) и (3) решают поставленную задачу.

Вначале с использованием статистического моделирования или аналитического расчета для каждого вида модуляции определяется $(E_b / N_0)_i^{min}$. По формуле (2) определяется $ОСПШД_i^{min}$ и заносится в память приемника. Приемник измеряет текущее значение ОСПШД и выбирает вид модуляции в системе (имея обратную связь с передатчиком), $ОСПШД_i^{min}$ которого меньше текущего значения ОСПШД (обеспечение требуемого значения BER), а значение $\log_2 M \cdot R_c$ максимально (обеспечение максимальной скорости). После этого рассчитывается максимальная возможная для данного вида модуляции скорость по (3) (обеспечение занятия всей доступной полосы) и выбирается наиболее близкая, но не большая скорость из доступного дискретного набора скоростей.

Прямое измерение ОСПШД приемником – трудоемкая задача. Она требует измерения уровня сигнала с большим динамическим диапазоном и уровня шума, калибровки. Гораздо проще на приемном конце измерить BER, передавая известную приемнику последовательность. Если известен BER, то для текущего вида модуляции легко получить E_b / N_0 , используя зависимости BER от E_b / N_0 (они записываются в

память приемника). Затем по формуле (4) можно получить ОСПШД и выбрать оптимальный вид модуляции и скорость передачи:

$$E_b / N_0 = \text{ОСПШД} - 10 \log W + K(M), \quad (4)$$

где $K(M) = 10 \log \frac{1 + \alpha}{\log_2 M \cdot R_c}$.

При $\text{ОСПШД} < \text{ОСПШД}_1^{\min}$ по-прежнему требуется обеспечить вероятность ошибки на бит не больше максимальной, для этого нужно сохранить $(E_b / N_0)_1^{\min}$, так как видов модуляции с меньшим числом позиций, обеспечивающих такую же BER при меньшем значении E_b / N_0 , уже не существует. При уменьшении ОСПШД величину E_b / N_0 можно сохранить постоянной, уменьшая скорость:

$$10 \log R = \text{ОСПШД} - (E_b / N_0)_1^{\min} \quad (5)$$

Следовательно, при уменьшении $\text{ОСПШД} < \text{ОСПШД}_1^{\min}$ величина максимальной скорости меняется непрерывно и определяется зависимостью (5).

На рис.1 приводится результат применения разработанного подхода для модуляции QAM при отсутствии и наличии кодирования. В качестве кодера используется сверточный кодер системы DVB с кодовой скоростью $1/2$. Из рисунка видно, что кодирование обеспечивает существенный энергетический выигрыш.

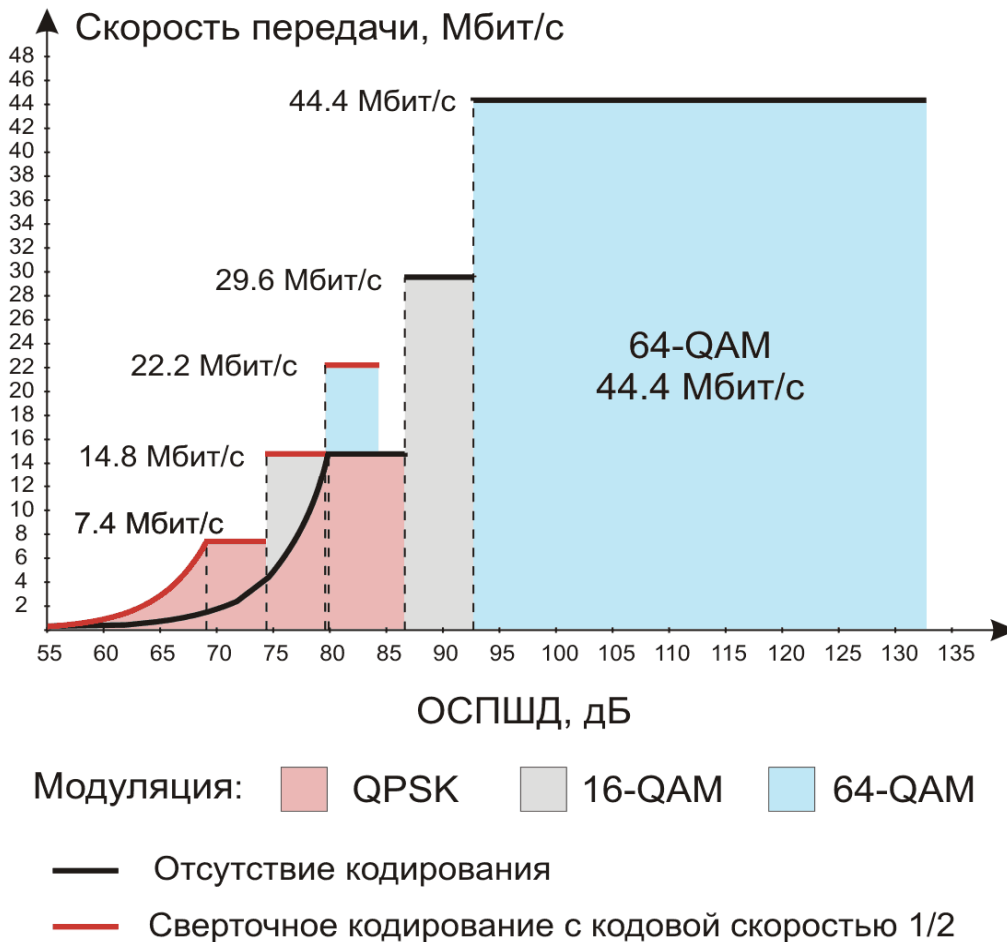


Рисунок 1. Максимальная скорость передачи информации и оптимальный вид модуляции в зависимости от ОСПШД (отношения сигнала к спектральной плотности шума на детекторе приемника). Результаты приводятся для систем с отсутствием канального кодирования и систем со сверточным кодированием и скоростью кода $1/2$

Подводя итог, отметим, что для решения задачи достижения максимальной скорости передачи данных при ограниченной полосе и заданной максимальной вероятности ошибки на бит, система связи должна выбирать оптимальный вид модуляции (чаще всего, число позиций QAM) и скорость передачи. Оптимальный вид модуляции определяется введенной величиной ОСПШД (отношение сигнала к спектральной плотности шума на детекторе приемника), которая выражается через характеристики приемно-передающей аппаратуры (мощность, коэффициент шума) и затухание сигнала на трассе. Для определенного вида модуляции скорость передачи определяется доступной полосой.

Разработанный метод позволяет выбрать оптимальный вид модуляции и максимальную скорость передачи данных при известных характеристиках приемно-передающей аппаратуры и известном эквивалентном затухании канала. На практике это дает возможность приемно-передающей системе обеспечивать оптимальное переключение между различными видами модуляции для достижения максимальной скорости передачи данных. Метод позволяет решить и обратную задачу, возникающую при проектировании систем связи – выбрать энергетико-шумовые параметры приемно-передающей аппаратуры (определить ОСПШД) для обеспечения требуемой скорости передачи при заданных максимальных потерях на трассе (дальности осуществления радиосвязи). Метод дает строгое решение и прост при практической реализации.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Галкин “Цифровая мобильная радиосвязь” М.: Горячая линия – Телеком, 2007.
2. Xiong Fuqin “Digital Modulation Techniques” Artech House Publishers, 2006.
3. К. Феер “Беспроводная цифровая связь” М.: Радио и связь, 2000.
4. S. Kaiser. OFDM Code-Division Multiplexing in Fading Channels // IEEE Transactions on communications. 2002. V. 50. No. 8.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ МИНИМИЗАЦИИ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕННОЙ ДИСПЕРСИИ В МНОГОЛУЧЕВОМ РАДИОКАНАЛЕ

А.К. Бабушкин, П.Н. Захаров, А.Ф. Королев
*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
Кафедра фотоники и физики микроволн*

Для современных беспроводных систем связи, работающих в городских условиях или внутри зданий, на распространение сигнала определяющее влияние оказывает явление многолучёвости. Многолучевое распространение вызывает межсимвольную интерференцию при использовании классических видов модуляции и, как следствие, искажения передаваемого сигнала. Искажения проявляются тем сильнее, чем больше скорость передачи, поэтому в настоящее время ведутся активные разработки методов борьбы с многолучёвостью.

На сегодняшний день разработано несколько технологий, позволяющих снизить межсимвольную интерференцию. Одной из наиболее эффективных и популярных является технология ортогонального частотного мультиплексирования (OFDM). Она позволяет свести межсимвольную интерференцию к внутрисимвольной, которую намного легче компенсировать, и в результате добиться увеличения производительности.

Другим способом компенсации искажений является использование эквалайзера, однако эта технология требует существенно больше вычислительных ресурсов, чем OFDM, и поэтому используется не так часто.

Ранее на физическом факультете МГУ были разработаны методы, позволяющие прогнозировать характеристики радиоканала передачи информации на основе известных физических характеристик среды распространения радиоволн. Для проверки эффективности разработанных методов был проведен эксперимент по измерению характеристик канала (вероятности ошибки на бит, пропускной способности) на территории физического факультета, для которого имеется высокодетализированная радиофизическая модель. Одной из целей эксперимента ставилась оценка эффективности работы методов минимизации влияния временной дисперсии в канале (OFDM, линейный эквалайзер) и сравнение их эффективности.

В ходе эксперимента были измерены зависимости пропускной способности и вероятности ошибки на бит от основных параметров системы связи: частоты, ширины полосы, мощности передатчика, вида модуляции и геометрического расположения антенн. Для проведения

измерений использовался программно-аппаратный комплекс, в состав которого входят:

- Векторный генератор сигналов Rohde&Schwarz SMJ100A
- Векторный анализатор сигналов Rohde&Schwarz FSQ
- Сверхширокополосные приёмная и передающая антенны
- Компьютер с управляющей программой

Разработанное программное обеспечение позволяло управлять генератором и анализатором по локальной сети, и выполнять операции по настройке аппаратуры и обработке результатов автоматически.

По результатам измерений исследован выигрыш от использования OFDM и эквалайзера, а также проведено сравнение со случаем отсутствия многолучёвости (теоретический предел производительности системы). Построены зависимости пропускной способности от различных характеристик системы, включая геометрическое расположение антенн.

На Рис. 1. приводится типичный график зависимости вероятности ошибки на бит пропускной способности от мощности передатчика и вида модуляции.

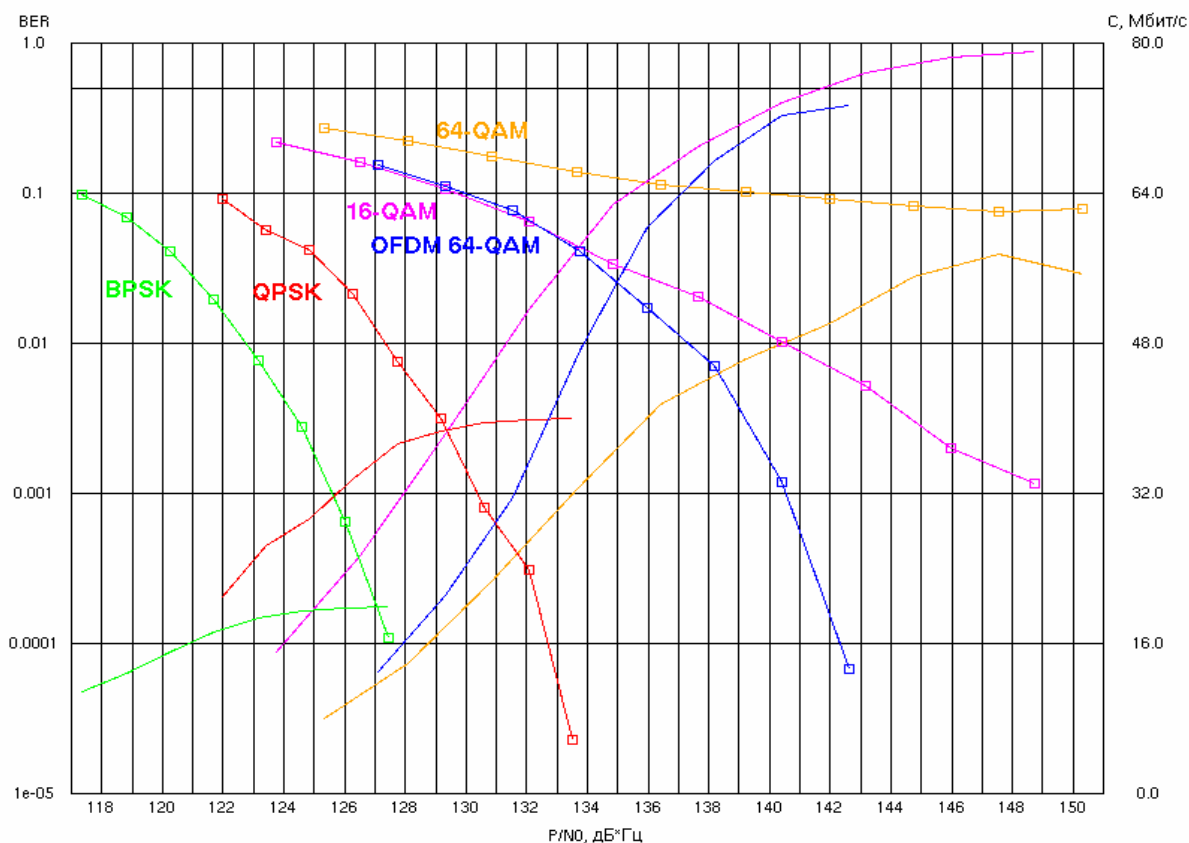


Рис. 1. Зависимость BER и пропускной способности от мощности передатчика и вида модуляции

Качественное сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования, проведенное на данном этапе, позволяет судить о высокой степени совпадения результатов. Как в численном, так и

в натурном эксперименте в некоторых точках пространства наблюдался интересный эффект наличия максимума пропускной способности в зависимости от энергии бита, характерный исключительно для многолучевой среды.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Armstrong “OFDM” John Wiley and Sons Ltd., 2007.
2. L. Hanzo and T. Keller, “OFDM and MC-CDMA: A Premier” Wiley-IEEE Press, 2006.
3. S. Kaiser. OFDM Code-Division Multiplexing in Fading Channels // IEEE Transactions on Communications. 2002. V. 50. Issue 8. P. 1266.
4. R. Prasad “OFDM for Wireless Communications Systems” Artech House, ISBN: 1-58053-796-0, 2004.
5. Xiong Fuqin “Digital Modulation Techniques” Artech House Publishers, 2006.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Е.А. Пухов, А.Ф. Королев

МГУ им М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра радиофизики

Целью данной работы является исследование и развитие методов пространственной локализации источников электромагнитного излучения, повышение эффективности сетей межкомпьютерного обмена.

Для изучения этих методов предполагается создание экспериментального комплекса, представляющего собой многоканальный приемник для измерения характеристик радиосигнала в зданиях, а также набор программных средств, позволяющих выполнять обработку и анализ экспериментальных данных.

Данный комплекс, а также алгоритмы, положенные в его основу планируется применять для обеспечения информационной безопасности коммерческих систем беспроводной связи, решая задачу поиска несанкционированных передатчиков.

В рамках прямой задачи в работе проведен анализ основных характеристик канала распространения радиоволн в диапазонах от 1 до 60 ГГц. Экспериментальным образом выявлены «эффективные» параметры, которые являются интегральными свойствами среды распространения радиоволн, определяющие качество радиоканала. «Эффективные» параметры можно условно разделить на 2 группы, каждая из которых связана с определенными эффектами в радиоканале:

1. Параметры, описывающие затухание сигнала в среднем. Эти параметры выводятся из разностно-дальномерных методов моделирования радиоканала, одним из которых является простейшая «одношаговая» логарифмическая модель, а также модель Окамура-Хата [1].
2. Параметры, описывающие мелкомасштабные замирания. Эти параметры содержат вероятностную характеристику мелкомасштабных пространственных замираний, связанную с многолучевым распространением радиоволн. В работе показано, что мелкомасштабные пространственные замирания вносят существенные искажения в распространение радиосигнала в помещениях и не могут быть упущены из рассмотрения даже при наличии прямой видимости передатчика приемником. [2]

В ходе исследований реализованы два основных метода измерения уровня сигнала в пространстве:

1. Пространственные измерения уровня сигнала в непрерывном режиме
2. Пространственное измерение профиля задержек импульсного сигнала

Первый способ направлен на изучение эффекта мелкомасштабных замираний, второй – на измерение передаточной характеристики канала и производных величин [3].

Был создан программно-аппаратный комплекс регистрации и обработки экспериментальных данных, который использовался для измерения «эффективных» параметров канала, а также для измерения пространственного распределения уровня сигнала. Для анализа и визуализации пространственных данных применен аппарат геоинформационной системы ArcGIS. Как было показано в работе, данный комплекс позволяет исследовать широкий спектр физических характеристик среды.

На основе опыта, полученного при работе с существующим комплексом по регистрации и обработке экспериментальных данных предполагается создание синхронного многоканального приемника для выполнения экспериментов в рамках обратной постановки задачи распространения радиоволн.

В многоканальном приемнике будут реализованы следующие алгоритмы:

1. метод усреднения с окном. Имея измерения уровня сигнала на различных расстояниях от передатчика, путем последовательных усреднений с окнами можно перейти к затуханию в среднем и выделить коэффициент затухания. Кроме того, из СКО первичного распределения и усредненного можно получить характеристику мелкомасштабных замираний.
2. Разностно-дальномерный метод локализации источников стационарного излучения.
3. Метод профиля задержек локализации источников стационарного и нестационарного излучения.

Метод усреднения с окном – разработанный в рамках научной работы метод обработки пространственных распределений уровня сигнала (или напряженности электромагнитного поля, в зависимости от постановки эксперимента), позволяющий разделять эффекты пространственных замираний по масштабу путем последовательного усреднения (сглаживания) распределения.

Разностно-дальномерный метод – метрический метод локализации источника излучения, для которого существенным является

предположение об изотропности и квазистационарности передатчика в модели экспоненциального ослабления уровня сигнала с расстоянием.

Метод профиля задержек – разработанный в рамках научной работы метод локализации источника излучения стационарных и нестационарных сигналов в модели многолучевого распространения радиосигнала с учетом задержек распространения сигналов по нескольким трассам.

Методы, разработанные на основе экспериментальных исследований с многоканальным приемником и соответствующей обработкой экспериментальных данных, могут быть эффективно использованы при решении обратных задач распространения радиоволн: пространственная локализация источников электромагнитного излучения, проектирование мобильных систем связи.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом НШ-671.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н Bertoni «Radio propagation for modern wireless systems»; Prentice Hall PTR, 2000
2. Л.И. Пономарев, Т.Л. Манкевич « Моделирование радиотрасс мобильных систем связи» // Успехи современной радиоэлектроники №8, 1999. С. 45.
3. Бернад Скляр «Цифровая Связь» Москва: «Вильямс», 2003

ШУМОПОДОБНЫЕ ФАЗОКОДИРОВАННЫЕ
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ:
СИНТЕЗ, АНАЛИЗ, ПРИМЕНЕНИЕ

А.Н. Леухин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет

Проблемой синтеза шумоподобных кодовых последовательностей (ШКП), начиная с работы [1], занимаются многочисленные научные коллективы [2]-[4]. ШКП обладают одноуровневой автокорреляционной функцией (АКФ) со значением уровня боковых лепестков значительно меньшим значения главного отсчета и являются широкополосными. ШКП нашли широкое применение в построении локационных систем и систем зондирования, при построении систем передачи информации. Особый интерес среди таких кодов представляют дискретные фазокодированные последовательности (ФКП).

Дискретную ФКП $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$ можно представить в виде:

$$\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1} = \{\exp(i\varphi_n)\}_{0, N-1}. \quad (1)$$

Циклическую АКФ можно определить на основе выражения:

$$\eta_\tau = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}} \gamma_n^*, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad (2)$$

Нулевой отсчет циклической АКФ должен быть равен размерности кодовой последовательности $\eta_0 = N$, а все остальные (боковые) должны принимать одинаковое значение a : $\eta_1 = \eta_2 = \dots = \eta_{N-1} = a$, при этом $a \ll N$.

На сегодняшний день известны следующие подходы к синтезу ШКП [4]: направленный перебор, синтез пары сигнал-фильтр, синтез на основе известных разностных множеств, синтез на основе линейных рекуррентных последовательностей, синтез путем гомоморфного отображения мультипликативных групп простого и расширенного поля Галуа с помощью k -значного характера.

Развитые методы позволили синтезировать большое количество дискретных ФКП. Например, среди бинарных последовательностей $\varphi_n = \{0 \text{ или } \pi\}$ известны следующие коды с одноуровневой АКФ с уровнем боковых лепестков $a = -1$ [2]: М-последовательности, коды Якоби, коды Лежандра и коды Холла; коды Зингера с уровнем боковых лепестков $a = N - k$, где N, k - параметры разностного множества Зингера $D(N, k, \lambda)$. Среди N -фазных последовательностей

$\varphi_n = \left\{ \frac{2\pi}{N} \cdot k \right\}, k \in Z_N$ известны следующие ФКП с одноуровневой АКФ с

уровнем боковых лепестков $a=0$ [3]: коды Френка, коды класса p , ассоциированные с ЛЧМ сигналом коды.

Однако, несмотря на достигнутые успехи в синтезе ФКП остаются не решенными главные задачи синтеза, что было подчеркнуто как в ранних работах, например [2], так и в работах, появляющихся сегодня, например [4]. Можно выделить следующие ограничения:

- синтезированы коды только для определенных размерностей N ,
- уровень боковых лепестков АКФ строго фиксирован, например, $a=0$, $a=-1$ и т.д.,
- ограничения на градацию фаз кодовых интервалов,
- в основу каждого синтезированного кода положен уникальный метод, а единой теории синтеза дискретных ФКП не сформулировано.

В работе [5] обсуждались вопросы синтеза ФКП с нулевым уровнем боковых лепестков $a=0$ с позиций развитой единой теории. В этой работе будет рассмотрена теория синтеза ФКП с одноуровневой АКФ; обсуждены результаты анализа эффективности применения синтезированных ФКП при решении задач обнаружения, распознавания и оценки параметров; а также обсуждены вопросы применения синтезированных ФКП при построении систем передачи информации с кодовым разделением каналов.

Задача синтеза ФКП с одноуровневой АКФ при условии $\varphi=0^\circ$ сводится к решению системы уравнений для четных $N: K = N/2 - 1, n = 1, 2, \dots, K$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\varphi_n) + \cos(\varphi_{N-n}) + \sum_{m=1}^{N-n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = a, \\ \cos(\varphi_K) + \sum_{m=1}^{N-K-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+K}) = a/2, \\ \sin(\varphi_n) - \sin(\varphi_{N-n}) - \sum_{m=1}^{N-n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = 0. \end{array} \right. \quad (3)$$

для нечетных $N: K = \frac{N-1}{2}, n = 1, 2, \dots, K$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\varphi_n) + \cos(\varphi_{N-n}) + \sum_{m=1}^{N-n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \cos(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = a, \\ \sin(\varphi_n) - \sin(\varphi_{N-n}) - \sum_{m=1}^{N-n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+n}) + \sum_{m=1}^{n-1} \sin(\varphi_m - \varphi_{m+N-n}) = 0. \end{array} \right. \quad (4)$$

Произвольное решение системы уравнений (3),(4) будет иметь вид:

$$\Psi = [\varphi_0 = 0^\circ \quad \varphi_1 \quad \varphi_2 \quad \dots \quad \varphi_{N-1}], \quad (5)$$

где неизвестными являются углы поворотов элементов кода $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_{N-1}$. Допущение $\varphi_0 = 0$ введено для исключения «повернутых» решений.

Анализ корней системы уравнений (3,4) показывает, что они образуют разрешимую группу, изоморфную группе взаимно простых вычетов по модулю числа N . Систему тригонометрических уравнений (3,4), можно заменить системой алгебраических уравнений. Выражая последовательно корни одного уравнения системы через корни других уравнений системы, на последнем шаге получим некоторое уравнение степени k вида:

$$f_k(a)x^k + f_{k-1}(a)x^{k-1} + \dots + f_1(a)x + f_0(a) = 0, \quad (6)$$

где $f_i(a)$ - различные многочлены от параметра a - уровня боковых лепестков. Группа корней уравнения (6) является разрешимой и, следовательно, система уравнений (3,4) решается аналитически с позиций единой теории.

Отметим, что развитая теория позволяет синтезировать все известные ранее ФКП с единых позиций и получать полное множество всех возможных новых ФКП с одноуровневой АКФ.

Проведенный сравнительный анализ эффективности синтезированных ФКП при решении задач обработки сигналов показал, что характеристики обнаружения, распознавания и оценки параметров новых и известных ранее ФКП с идентичными спектральными и корреляционными характеристиками совпадают. Однако, на основе новых синтезированных ФКП с одноуровневой АКФ могут быть сформированы алфавиты квазиортогональных в широком смысле символов (уровень боковых лепестков нормированных взаимно-корреляционных функций равномерный и равен $1/\sqrt{N}$). Это свойство позволяет использовать синтезированные кодовые последовательности одновременно и для решения локационных задач: обнаружение, распознавание, оценка параметров и для решения задач передачи информации.

На базе синтезированных ФКП была реализована система передачи информации акустическими сигналами в воздушной и водной среде.

Работа выполнена при финансовой поддержке по темам НИР в рамках гранта Президента РФ МД-63.2007.9 и гранта РФФИ 07-07-00285.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.M. Woodward. "Probability and Information Theory with Application to Radar" Pergamon Press, N.Y., 1953.
2. М.Б. Свердлик "Оптимальные дискретные сигналы" М.: Сов. радио, 1975.
3. Л.Е. Варакин "Системы связи с шумоподобными сигналами" М.: Радио и связь, 1985.
4. В.Е. Гантмахер, Н.Е. Быстров, Д.В. Чеботарев "Шумоподобные сигналы, анализ, синтез, обработка" СПб: Наука и техника, 2005.
5. A.N. Leukhin Algebraic solution of the synthesis problem for coded sequences // Quantum Electronics. 2005. V. 35. No. 8. P. 688.

ФОРМИРОВАНИЕ АЛФАВИТОВ ШУМОПОДОБНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

А.Ю. Тюкаев, Л.Г. Корнилова, А.Н. Леухин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет, Йошкар-Ола

Одним из основных методов уплотнения широкополосного канала связи является кодовое разделение абонентов, при котором разделение абонентов происходит за счёт различия формы сигналов, уникальных для каждого абонента [1]. При этом возможны два взаимоисключающих способа организации кодового разделения абонентов (каналов):

1. с использованием узкополосных сигналов, образующих ортогональный алфавит [2], т.е. таких сигналов у которых циклическая взаимная корреляционная функция η_τ (ВКФ), определяемая на основании выражения (1), для любых двух сигналов $U_n^{\langle j \rangle} = \left\{ \exp(i\varphi_n^{\langle j \rangle}) \right\}_{0, N-1}$ и $U_n^{\langle k \rangle} = \left\{ \exp(i\varphi_n^{\langle k \rangle}) \right\}_{0, N-1}$ из одного алфавита

равномерна и имеет нулевой уровень отсчётов. При этом количество сигналов в алфавите (объём алфавита) L равно размерности сигнала N .

$$\eta_\tau = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} U_n^{\langle j \rangle} \cdot U_{n+\tau \pmod{N}}^{\langle k \rangle*}, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad j \neq k, \quad (1)$$

где η_τ – циклическая ВКФ; $U^{\langle j \rangle}$ и $U^{\langle k \rangle}$ – сигналы, принадлежащие одному алфавиту; $j, k = 0, 1, \dots, L-1$; L – объём алфавита ортогональных сигналов; N – размерность сигналов; $U^{\langle k \rangle*}$ – сигнал, комплексно-сопряжённый сигналу $U^{\langle k \rangle}$; i – мнимая единица.

2. с использованием широкополосных шумоподобных сигналов, которые обладают нулевым уровнем боковых лепестков циклической автокорреляционной функции (АКФ) [3]:

$$r_\tau = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} U_{n+\tau \pmod{N}}^{\langle k \rangle} \cdot U_n^{\langle k \rangle*}, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad (2)$$

где r_τ – циклическая АКФ; N – размерность сигналов.

Формирование группового сигнала на основе ортогональных сигналов производится по следующему правилу [1]:

$$V_\perp = \sum_{m=0}^{L-1} U^{\langle m \rangle}, \quad (3)$$

где V_\perp – групповой сигнал, образованный на основе ортогональных сигналов $U^{\langle k \rangle}$; $k = 0, 1, \dots, L-1$; $L = N$.

Формирование группового сигнала на основе шумоподобных сигналов, обладающих нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ производится по следующему правилу [3]:

$$V_{\parallel} = \sum_{m=0}^{N-1} U_n \text{shift } m, \quad (4)$$

где $U_n = \{\exp(i\varphi_n)\}_{0, N-1}$ – шумоподобный сигнал, с нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ, $U_n \text{shift } m = \{\exp(i\varphi_{(n+m) \bmod N})\}_{0, N-1}$ – циклически сдвинутая на m позиций копия сигнала U_n ; V_{\parallel} – групповой сигнал, образованный на основе циклически сдвинутых копий сигнала $U^{(k)}$.

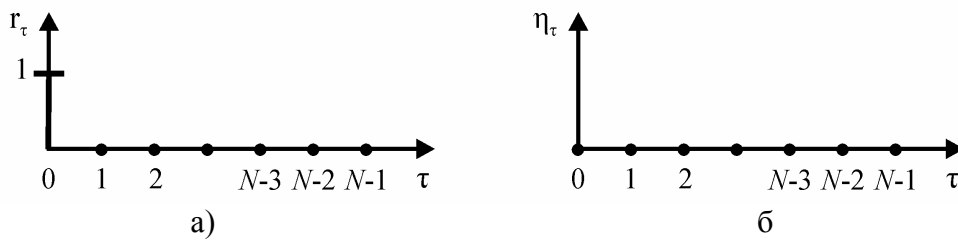


Рис. 1. Циклические корреляционные функции сигналов: а) АКФ шумоподобных сигналов; б) ВКФ ортогональных сигналов.

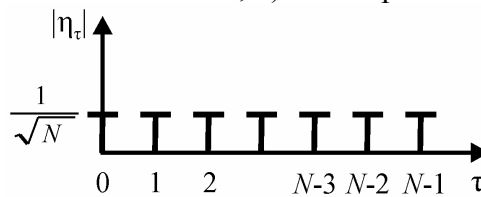


Рис. 2. Циклическая ВКФ квазиортогональных сигналов.

В работе [4] разработан метод синтеза, позволяющий получить все возможные фазокодированные дискретные последовательности (ФКДП), обладающие нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ (рис. 1,а). Исследования показали, что синтезированные в работе [4] ФКДП, в отличие от ортогональных сигналов (рис. 1,б), могут обладать равномерной циклической ВКФ с уровнем модулей отсчётов равным $1/\sqrt{N}$ (рис. 2). При больших значениях N такие последовательности можно считать квазиортогональными, т.к. $\lim_{N \rightarrow \infty} (1/\sqrt{N}) = 0$. В работе [5]

разработан метод синтеза алфавитов квазиортогональных ФКДП, каждая из которых обладает нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ. Синтезированные алфавиты квазиортогональных ФКДП позволяют объединить выше рассмотренные способы формирования группового сигнала в системах связи с кодовым разделением абонентов.

Формирование группового сигнала на основе синтезированного алфавита квазиортогональных ФКДП, можно выполнить следующим образом:

$$V = \sum_{k=0}^{L-1} \left(\sum_{m=0}^{N-1} U_{n \text{ shift } m}^{\langle k \rangle} \right), \quad (5)$$

где $U_n^{\langle k \rangle} = \left\{ \exp\left(i\varphi_n^{\langle k \rangle}\right) \right\}_{0, N-1}$ – шумоподобный сигнал, обладающий

нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ,

$U_{n \text{ shift } m}^{\langle k \rangle} = \left\{ \exp\left(i\varphi_{(n+m) \bmod N}^{\langle k \rangle}\right) \right\}_{0, N-1}$ – циклически сдвинутая на m

позиций копия сигнала $U_n^{\langle k \rangle}$; V – групповой сигнал, образованный на основе циклически сдвинутых копий сигналов $U^{\langle k \rangle}$; $k = 0, 1, \dots, L-1$; L – объём алфавита квазиортогональных ФКДП; N – размерность ФКДП.

При большой размерности N и конечном числе K одновременно работающих абонентов, т.е. при $N \gg K$, применение предложенного метода формирования группового сигнала на основе синтезированных алфавитов квазиортогональных ФКДП в системах связи с кодовым разделением абонентов позволяет повысить скрытность и помехоустойчивость систем передачи информации, уменьшить влияние многолучевого распространения радиоволн, обеспечить высокий уровень электромагнитной совместимости с узкополосными телекоммуникационными системами.

Работа выполнена при финансовой поддержке по темам НИР в рамках гранта Президента РФ МД-63.2007.9 и гранта РФФИ 07-07-00285.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Кириллов “Многоканальные системы передачи: Учебник” М.: Новое знание, 2002. 751 с.
2. Х.Ф. Хармут “Передача информации ортогональными функциями” Пер. с англ.; Под ред. Н.Г. Дядюнова, А.И. Сенина. М.: Связь, 1975.
3. Я.А. Фурман “Комплекснозначные сигналы и их применение в связи: Учеб. пособие” Йошкар-Ола: МарГТУ, 2001. 168 с.
4. A.N. Leukhin // Quantum Electronics. 2005. V.35. № 8. P. 688.
5. A.Yu. Tyukaev, A.N. Leukhin // Pattern recognition and image analysis: New information technologies. 2007. V. 2. P. 159.

ОБНАРУЖИТЕЛЬ ГРУППОВОГО ФАЗОКОДИРОВАННОГО СИГНАЛА НА ФОНЕ ГАУССОВОЙ ПОМЕХИ

Н.В. Парсаев, А.Н. Леухин

ГОУВПО Марийский государственный технический университет, Йошкар-Ола

Идеальным при решении задач распознавания группового сигнала является применение алфавитов ортогональных сигналов, которые способны обеспечивать одновременную работу абонентов в общей полосе частот, не создавая взаимных влияний между каналами. Однако ортогональные сигналы имеют узкополосный спектр и равномерную циклическую автокорреляционную функцию (АКФ), поэтому применение ортогональных сигналов в условиях многолучевого распространения волн, а также при передаче сигналов на большие расстояния при большом уровне шума оказывается не приемлемым. Применение шумоподобных сигналов (ШПС) в этом случае является более эффективным [1].

Особый интерес среди ШПС представляют фазокодированные последовательности $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$ (ФКП), обладающие нулевым уровнем боковых лепестков циклической АКФ, которую можно определить на основании выражения:

$$r_\tau = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}} \gamma_n^*, \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1, \quad (1)$$

где N - количество кодовых элементов в последовательности, γ_n^* - комплексно сопряженный кодовый элемент ФКП.

Однако ФКП с идеальной циклической АКФ не обладают свойством ортогональности, т.е. нулевым уровнем отсчетов взаимной корреляционной функции η_τ (ВКФ) для любых двух $\Gamma = \{\gamma_n\}_{0, N-1}$ и $\mathbf{N} = \{\nu_n\}_{0, N-1}$ ФКП, которую можно определить на основании выражения:

$$\eta_\tau = \sum_{n=0}^{N-1} \gamma_{n+\tau \pmod{N}} \cdot (\nu_n^*), \quad \tau = 0, 1, \dots, N-1. \quad (2)$$

где N - количество кодовых элементов в последовательности. Рассмотренные в статье [3] алгоритмы позволяют синтезировать алфавиты квазиортогональных ФКП с идеальной циклической АКФ, для которых уровень модулей отсчетов нормированной циклической ВКФ является постоянным и равняется $1/\sqrt{N}$.

В этом случае необходимо исследовать вопросы обработки группового сигнала образованного из алфавита квазиортогональных ФКП.

Поэтому рассмотрим решение следующей задачи. На вход обнаружителя подается суммарная групповая последовательность

$$\Gamma_{\Sigma} = \sum_{i=v_1}^{v_K} \Gamma_i, \quad (3)$$

где v_1, v_2, \dots, v_K - номера выбранных последовательностей из алфавита $\Gamma = [\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_M]$ ФКП, образующие вектор $\mathbf{v} = [v_1, v_2, \dots, v_K]$, K - количество суммируемых последовательностей из алфавита размерностью M .

В канале связи групповая ФКП подвергается воздействию флуктуационного шума \mathbf{Z} , математическую модель которого, следуя принятым в теории сложных сигналов представлениям [2], определим в виде:

$$\mathbf{Z} = \{\zeta_n\}_{0, N-1} = \{\zeta_n^{\text{Re}} + i\zeta_n^{\text{Im}}\}_{0, N-1}. \quad (4)$$

Реальная ζ_n^{Re} и мнимая ζ_n^{Im} составляющие каждого шумового отсчета ζ_n , $n = 0, 1, \dots, N-1$ являются независимыми для любого n со следующими характеристиками: математическим ожиданием $M(\zeta_n^{\text{Re}}) = M(\zeta_n^{\text{Im}}) = 0$ и дисперсией $D(\zeta_n^{\text{Re}}) = D(\zeta_n^{\text{Im}}) = \sigma^2$.

Групповая зашумленная дискретная последовательность формируется на основе аддитивной модели:

$$\mathbf{N} = \Gamma_{\Sigma} + \mathbf{Z}. \quad (5)$$

Структура обнаружителя ФКП в групповой зашумленной дискретной последовательности представлена на рис. 1.

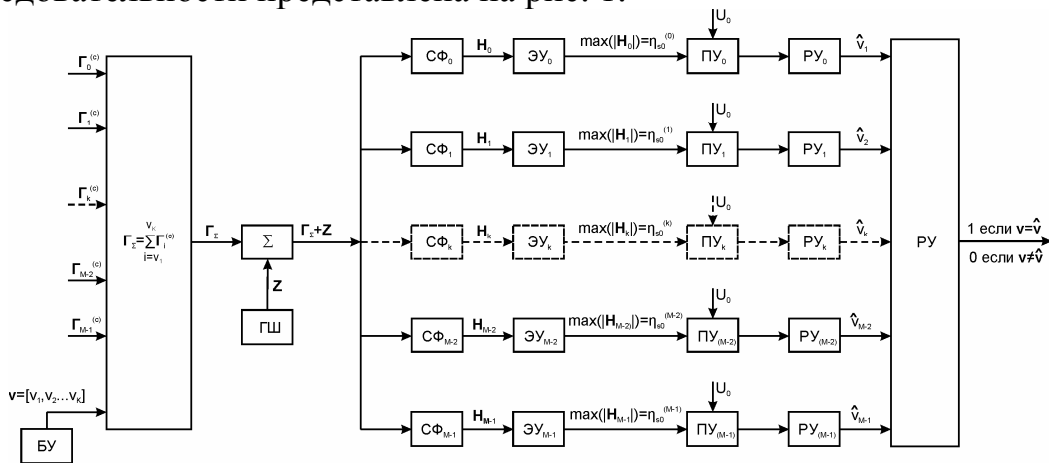


Рис. 1. Структура обнаружителя групповой дискретной последовательности с неизвестными параметрами.

Обнаружитель содержит в общем случае M согласованных фильтров $(СФ_0, СФ_1, \dots, СФ_{M-1})$, где M - объем алфавита синтезированных ФКП.

На выходе каждого фильтра формируются последовательности $\mathbf{H}_m = \{\eta_0^{(m)}, \eta_1^{(m)}, \dots, \eta_{N-1}^{(m)}\}$, $m = 0, 1, \dots, M-1$.

Так как алфавит синтезированных ФКП является квазиортогональным, то на выходе согласованного фильтра будут возникать отсчеты от других каналов.

Величина отношения сигнал-шум на выходе согласованного фильтра будет определяться

$$q^2 = \frac{\|\Gamma\|^2}{(\sigma_{\text{флукт}} + \sigma_{\text{кор}})^2}, \quad (6)$$

где $\|\Gamma\|^2$ - квадрат нормы ; $\sigma_{\text{флукт}}$ - дисперсия флуктуационного шума; $\sigma_{\text{кор}}$ - дисперсия корреляционного шума, вызванная влиянием соседних каналов.

С помощью экстремальных устройств (ЭУ) в каждом m -ом канале выбираются максимальные по величине модули $\eta_{s_0}^{(m)}$ выходных отсчетов, которые в пороговом устройстве (ПУ) сравниваются с порогом:

$$U_0 = \sqrt{-2 \ln F} \cdot \sigma \cdot \|\Gamma\|, \quad (7)$$

где F - вероятность ложной тревоги; $\sigma = \sigma_{\text{флукт}} + \sigma_{\text{кор}}$ - СКО шума на выходе согласованного фильтра; $\|\Gamma\|$ - норма сигнала.

Уровень корреляционного шума на выходе согласованного фильтра зависит от числа одновременно работающих каналов и в наихудшем случае будет определен по формуле:

$$\sigma_{\text{кор}} = \sum_{k=1}^{K-1} \sigma_{\text{кор}}^{(k)}, \quad (8)$$

где K - число одновременно работающих каналов.

Таким образом, зная число используемых каналов можно оценить уровень корреляционных шумов на выходе согласованного фильтра.

Решающие устройства (РУ) формируют вектор оценок $\hat{\mathbf{v}} = \left[\hat{v}_1, \hat{v}_2, \dots, \hat{v}_K \right]$, в

котором содержатся номера каналов, в которых произошло обнаружение.

Работа выполнена при финансовой поддержке по темам НИР в рамках гранта Президента РФ МД-63.2007.9 и гранта РФФИ 07-07-00285.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.Е. Варакин "Системы связи с шумоподобными сигналами" М.: Радио и связь, 1985.
2. Я.А. Фурман и др. "Введение в контурный анализ и его применения к обработке изображений и сигналов" М., Сов.радио, 1975.
3. А.Н. Leukhin // Quantum Electronics. 2005. V. 35(8). P. 688.

ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА ФЛУКТУАЦИИ УГЛОВ ПРИХОДА ВОЛНЫ ПРИ НАКЛОННОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ НЕОДНОРОДНОГО СЛОЯ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько

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

При описании распространения волн в неоднородных средах часто пользуются приближением геометрической оптики (ГО), в рамках которого можно перейти от волновой к лучевой трактовке, а уравнения эйконала и переноса могут быть проинтегрированы вдоль лучевых траекторий. Здесь мы используем метод ГО для исследования флуктуаций углов прихода волны на выходе из случайно-неоднородного слоя с рефракцией при наличии полного внутреннего отражения. В случайно-неоднородной среде амплитуда волны, ее фаза, групповой путь, углы прихода и другие характеристики испытывают флуктуации, вследствие чего необходим анализ их статистических свойств.

Углы прихода волны определяются направлением нормали к фазовому фронту, которое в изотропной среде совпадает с направлением единичного вектора, касательного к лучу

$$\vec{s} = \frac{\nabla \varphi}{|\nabla \varphi|} = \frac{\nabla \varphi}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}},$$

где φ – фазовый путь волны или эйконал, $\varepsilon(\vec{r})$ – диэлектрическая проницаемость случайно-неоднородной среды. Чтобы найти отклонение этого вектора от «невозмущенного» положения $\vec{s}_0 = \nabla \varphi_0 / \sqrt{\bar{\varepsilon}}$, воспользуемся методом возмущений, представив φ и \vec{s} в виде рядов разложения по малому параметру σ_ε – стандартному отклонению диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\vec{r}) = \bar{\varepsilon}(\vec{r}) + \varepsilon_1(\vec{r})$, где $\bar{\varepsilon}(\vec{r})$ и $\varepsilon_1(\vec{r})$ – регулярная и флуктуационная составляющие, соответственно. Ограничиваясь первым приближением метода возмущений, можно найти

$$\vec{s} = \frac{\nabla(\varphi_0 + \varphi_1)}{\sqrt{\bar{\varepsilon} + \varepsilon_1}} = \frac{\nabla \varphi_0}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} + \frac{1}{\sqrt{\bar{\varepsilon}}} \left(\nabla \varphi_1 - \frac{\varepsilon_1 \nabla \varphi_0}{2\bar{\varepsilon}} \right) \quad (1)$$

Для исследования флуктуаций углов прихода плоской волны, отраженной от рассеивающего слоя, перейдем к локальной сферической системе координат и введем угол места ϑ (полярный угол) и азимутальный угол β по формулам $s_x = \sin \vartheta \cos \beta$, $s_y = \sin \vartheta \sin \beta$, $s_z = \cos \vartheta$. Если регулярный градиент плоскостистой среды направлен по оси z , а плоскость распространения невозмущенного луча (z, x) , то для компонент вектора \vec{s}_0 в среде можем написать: $s_{0x} = \sin \vartheta_0(z)$, $s_{0y} = 0$, $s_{0z} = \cos \vartheta_0(z)$. В первом

приближении теории возмущений для углов прихода имеем $\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta_1$, $\beta = \beta_1$. Для флуктуационных компонент углов прихода, используя эти соотношения, а также выражение (1) вместе с законом Снеллиуса, можно получить

$$\vartheta_1 = -\frac{1}{\sin \vartheta_0} \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \cos \vartheta_0(z) \frac{d\varphi_1}{d\sigma} \right), \beta = \frac{1}{\sin \vartheta_0} \frac{\partial \varphi_1}{\partial y}, \quad (2)$$

здесь ϑ_0 - угол падения луча на слой, $d\sigma$ - элемент длины траектории луча. Решение уравнения для флуктуаций эйконала имеет вид [2]

$$\varphi_1 = \frac{1}{2} \int \frac{\varepsilon_1(\vec{r}(\sigma))}{\sqrt{\varepsilon(r(\sigma))}} d\sigma, \quad (3)$$

где интегрирование ведется вдоль "невозмущенной" траектории луча. Рассмотрим наклонное падение плоской волны на линейный ионосферный слой $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - z/z_1$, где z_1 - размер регулярного градиента, то есть толщина слоя при нормальном падении. Невозмущенная траектории луча, распространяющегося в плоскости (z, x) , имеет вид параболы, которую можно записать параметрически, если ввести переменную

$$t = \mp \frac{\sqrt{\bar{\varepsilon} - \sin^2 \vartheta_0}}{\cos \vartheta_0}, \quad (4)$$

здесь верхний знак соответствует восходящей ветви, нижний - нисходящей. В параметрической форме для уравнения траектории имеем

$$x(t) = \Delta(1+t) + x_a, z(t) = z_m(1-t^2). \quad (5)$$

Тогда, используя (3-5), для флуктуаций фазы в линейном слое можно найти

$$\varphi_1 = z_m \cos \vartheta_0 \int_{-1}^0 \varepsilon_1[x(t), y, z(t)] dt, \quad \varphi_1 = z_m \cos \vartheta_0 \int_0^1 \varepsilon_1[x(t), y, z(t)] dt \quad (6)$$

для восходящей и нисходящей ветвей параболы, соответственно. Тогда для флуктуаций азимута и угла места на выходе из рассеивающего слоя с линейным профилем средней диэлектрической проницаемости имеем

$$\beta = z_1 \operatorname{ctg} \vartheta_0 \int_{-1}^1 \frac{\partial \varepsilon_1(x(t), y, z(t))}{\partial y} dt, \quad \vartheta_1 = -z_1 \operatorname{ctg} \vartheta_0 \int_{-1}^1 \frac{\partial \varepsilon_1(x(t), y, z(t))}{\partial z} dt.$$

Используя эти выражения, для функции корреляции углов прихода волны на выходе из неоднородного слоя при полном отражении и рассеянии на изотропных неоднородностях, функция корреляция которых имеет вид гауссовой кривой с характерным размером a , можно найти

$$B_\beta = \langle \beta(x_{b1}, y_1, z=0) \beta(x_{b2}, y_2, z=0) \rangle = \sigma_\varepsilon^2 \frac{N^2}{2} \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0 (1 - 2\eta^2/a^2) \exp(-\eta^2/a^2) \times \\ \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \exp[-(\rho + N_m \operatorname{tg} \vartheta_0 \cdot \tau_-)^2 + N_m^2 \tau_-^2 \tau_+^2] dt_1 dt_2, \quad (7)$$

$$B_{\vartheta_0} = \langle \mathcal{G}_1(x_{b_1}, y_1, z=0) \mathcal{G}_1(x_{b_2}, y_2, z=0) \rangle = \sigma_{\varepsilon}^2 \frac{N^2}{2} \operatorname{ctg}^2 \vartheta_0 \cdot (1 - 2\eta^2/a^2) \exp(-\eta^2/a^2) \times \\ \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 (1 - 2N_m^2 \tau_-^2 \tau_+^2) \exp[-((\rho + N_m \operatorname{tg} \vartheta_0 \tau_-)^2 + N_m^2 \tau_-^2 \tau_+^2)] dt_1 dt_2. \quad (8)$$

В выражениях (7), (8) введены следующие обозначения:

$$\tau_- = t_2 - t_1, \tau_+ = (t_2 + t_1)/2, \rho = (x_{b_2} - x_{b_1})/a, \eta = (y_2 - y_1), N = 2z_1/a, N_m = N \cos^2 \vartheta_0.$$

Дальнейший анализ полученных решений проведем численно для конкретных параметров неоднородного ионосферного слоя, характерных при коротковолновом радиозондировании: размер регулярного градиента $z_1 = 100$ км, средний масштаб случайных неоднородностей $a = 2$ км, 5 км, при различных углах падения волны ϑ_0 .

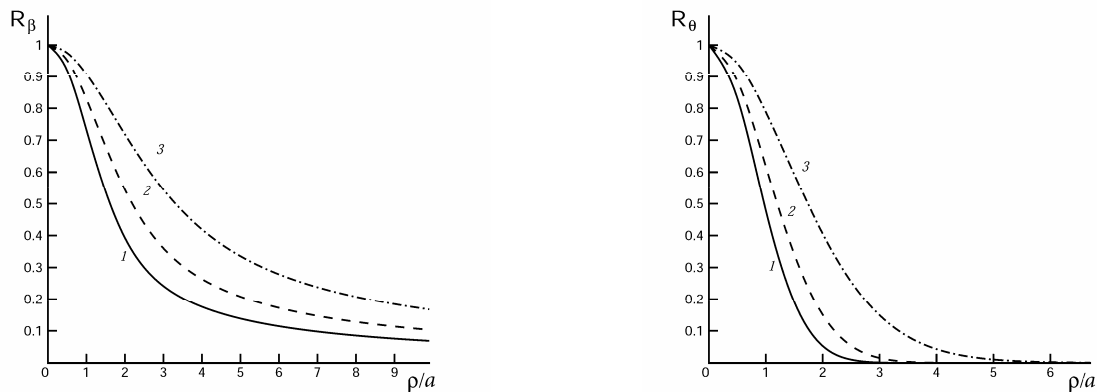


Рис. 1. Коэффициенты корреляции азимутального и полярного углов на выходе из ионосферного слоя в плоскости падения при различных углах падения волны на слой. Точки наблюдения разнесены по оси x на расстояние ρ . Кривые 1, 2, 3 соответствуют углам $\vartheta_0 = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$.

Радиусы корреляции, например, для угла падения $\vartheta_0 = 45^\circ$ и $N = 25$, равны, соответственно, $\rho_\beta^k \approx 4,2a$, $\rho_\theta^k \approx 1,3a$. Полученные в работе различия радиусов корреляции углов прихода в плоскости падения и в перпендикулярной плоскости свидетельствуют о том, что в случае отражения плоской волны от плоскослоистого слоя даже при изотропных флуктуациях диэлектрической проницаемости флуктуации азимута и угла места становятся анизотропными. При этом степень анизотропии зависит от угла падения волны на слой и растет с увеличением этого угла.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский "Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля" М.: Наука. 1978.
2. А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько // Радиотехника и электроника. 2004. Т. 49. № 10. С. 1218.

СТРУКТУРЫ ИОНОСФЕРНЫХ СИГНАЛОВ, ВЫДЕЛЕННЫХ МЕТОДАМИ GPS- РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В.И. Захаров, А.С. Зиенко

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

В работе рассмотрено совместное применение методов GPS- интерферометрии и специально разработанных методик статистической обработки вейвлет-спектров ионосферных сигналов, регистрируемых с помощью глобальных навигационных систем GPS/GLONASS. Методика автоматической обработки вейвлет- спектров основана на анализе сечений двумерного вейвлет-преобразования ионосферного сигнала по параметру-аналогу частоты. Приведены результаты исследования возможности метода по детектированию периодик на модельных сигналах.

Изложенная методика опробована на реальных ионосферных сигналах, полученных при обработке данных GPS. Сравнение спектральной и вейвлет-обработки выявило преимущества последней в низкочастотной части спектра. Предложенная вейвлет-обработка эффективна даже для сигналов, содержащих кратковременные сбои, когда спектральное оценивание невозможно. Приведены результаты анализа интерферометрических, спектральных и вейвлет- данных для сигналов, выделенных на станциях IGS (International Geophysics Service) в различных регионах – Европа и Северная Америка.

Введение

Земная ионосфера может служить индикатором воздействий разнообразной природы – как естественного (например, геомагнитная активность, землетрясения, цунами, сильные грозы), так и искусственного происхождения [1-5]. При таких воздействиях значительная доля энергии исходного возмущения оказывается сосредоточенной в акустической волне, модулирующей ионосферу. Пространственно-временная изменчивость ионосферы является ее характерным состоянием. Для решения задач обнаружения и выделения возмущений из смеси «ионосферных сигналов», содержащих сигналы различных частот, необходимы достоверные сведения об основных фоновых значениях и параметрах перемещения волнового пакета (амплитуда и форма, период, фазовая и групповая скорость перемещения, угловые характеристики волнового вектора) в обычных условиях.

1. Методика подготовки и анализа ионосферных сигналов, регистрируемых с помощью системы GPS.

Использование высокостабильных сигналов системы GPS дает возможность выявить возмущения в ионосфере на фоне регулярных изменений в этой среде на основе фазовых измерений [1-4], регистрируемых всеми наблюдательными сетями, при использовании комбинации параметров L1 и L2 в виде

$$L_I \equiv L_1 - L_2 = \alpha \cdot STEC + err_I,$$

где STEC - наклонный (по лучу зондирования) TEC, определенный с ошибкой err_I .

Наклонный TEC (Total Electron Content) определяется как

$$I = \frac{1}{\alpha} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} [L_1 \lambda_1 - L_2 \lambda_2 + \delta L + const] \quad [TECU \text{ units}],$$

где $\alpha = 40,308$; $L_1 \lambda_1$ и $L_2 \lambda_2$ - приращения фазового пути на соответствующей рабочей частоте f_1 и f_2 с длинами волн λ_1 и λ_2 [m], δL - ошибка фазовых измерений и $const$ - неопределенность разности фаз наблюдений на разных частотах.

Исследования [1-5] показывают, что в системе GPS ошибка в определении изменения ТЕС не превышает 1% (при неопределенном начальном значении этой величины). Временное разрешение основной массы регистраций составляет 30 сек.

Ряды значений ТЕС подвергаются фильтрации для получения отклонений от средних значений. Величина окна фильтра подбирается экспериментально и составляет от 5 мин, т.е. строится оценка для флуктуаций ТЕС в виде:

$$\delta L_I(t) \equiv L_I(t) - 0.5(L_I(t + \tau) + L_I(t - \tau)) \approx -2\tau \left. \frac{dL_I}{dt} \right|_t.$$

Отметим, что нами исследованы возможности использования и производной только фазы L1, поскольку амплитуда излучаемого сигнала этой GPS-частоты больше, чем у L2.

Существующие методы [2-4] определения основных параметров ионосферного возмущения, основанные на анализе рядов ТЕС, предполагают что амплитуда ионосферных откликов значительно превышает фоновые шумовые колебания ТЕС. Однако на практике это происходит довольно редко, что ставит на повестку дня разработку специальных методик анализа полезного сигнала на уровне шумов при их в общем случае неизвестном уровне.

2. Методика статистического анализа вейвлет-спектров временных последовательностей.

Прямое интегральное вейвлет-преобразование сигнала представляет собой скалярное произведение сигнала на ядро преобразования - функцию ψ заданного типа [6-8]. Базис функционального пространства $L^2(\mathbb{R})$ образуется путем преобразований масштаба и сдвига вейвлета $\psi(t)$ с значениями параметров – масштабного коэффициента 'a' и сдвига 'b':

$$\psi_{ab}(t) = |a|^{-1/2} \psi[(t-b)/a], \quad a, b \in \mathbb{R}, \quad \psi(t) \in L^2(\mathbb{R}).$$

Масштабно-временная картина коэффициентов преобразования $W(a,b)$ фиксирует положение структур информационного сигнала сменой знака $W(a,b)$. Поэтому периодики сигналов можно оценивать по взаиморасположению максимумов и минимумов в сечениях $W(a,b)$ по масштабному коэффициенту 'a' - аналогу частоты. Исходя из конкретной задачи, определяется оптимальный интервал преобразования, а ядро выбирается на основе решения тестовых задач, моделирующих конкретные ситуации. В экспериментальной обработке использовались известные WAVE- и МНАТ-вейвлет (Mexican hat – мексиканская шляпа).

Для анализа получаемого вейвлет-спектра предложен и опробован статистический подход, который заключается в исследовании структуры каждого сечения вейвлет-спектра и статистической обработке полученных результатов [9]. Под временным разрешением метода понимается размер ячейки гистограммы, используемой для статистической обработки. Для исследований ионосферных сигналов этот параметр естественно выбирать из физических соображений [1,4,10-11] и его величина составляет не менее 3...5 мин.

Отработка метода проводилась на тестовых сигналах с известными свойствами. Предложенная статистическая методика увереннее выделяет высоко-частотных компоненты – частота появления P уменьшается почти линейно при увеличении периода и дополнительно падает вдвое при уменьшении соотношения сигнал/шум до 1 (!), что не реализуется в наблюдаемых сигналах GPS. Тем не менее, даже в этом случае методика позволяла выделять изучаемые периодики. Предложенная методика дает подобные результаты при использовании WAVE- и МНАТ- вейвлетов. Сохраняются и приведенные выше зависимости вероятности появления структуры от амплитуды шума [9].

3. Основные результаты

Для анализа использовались данные с 01.01 по 31.12.2005 для всех видимых GPS PRN по следующим региональным подсетям, удовлетворительно обеспеченные данными. Так, в Калифорнии выбраны 25 станций (кодовые имена IGS соответственно brib, chab, diab, lutz, mhcb, monb, ohln, p210, p213, p217, p218, p222, p224, p229, p230, p242, p256, p261, p262, saob, sbrn, sodb, svin, thal, tibt), которые дают 33 триангуляционные ячейки (по критерию – расстояния между станциями менее 50 км), в районе Детройта выбрано 10 станций (adri, bayr, brig, det1, lans, metr, mple, okee, sibu, univ), образующих 8 измерительных ячеек, а в Европе выбрана сеть из 7 станций в районе Венеции, дающая 5 ячеек. Полный объем анализируемых данных составил ок. 173 000 часов индивидуальных наблюдений с интервалом 30 сек, свыше 20 Gb «сырой» информации.

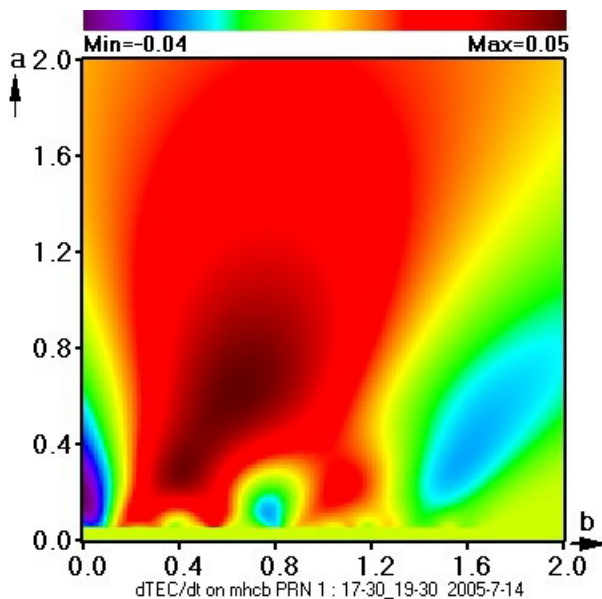


Рис. 1.

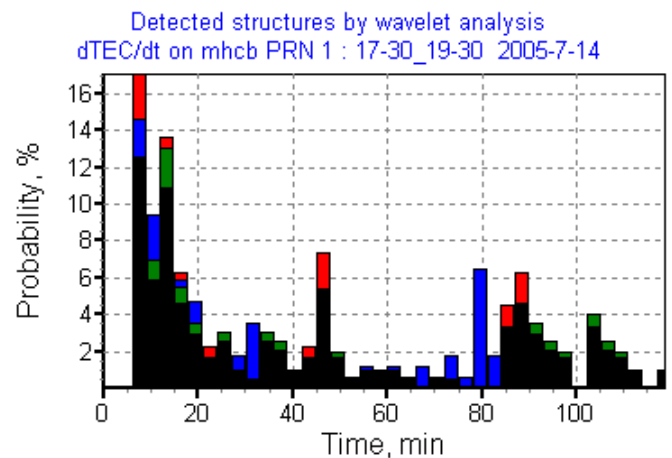


Рис. 2.

Пример выделенных по методике п. 1 и получаемых при автоматической обработке ионосферных сигналов карт вейвлет- коэффициентов приведен на рис. 1, а результат статистического выделения гармоник - на рис.2. На рис. 1 видны периодики различных масштабов, которые уверенно выделяются предложенной статистической процедурой анализа вейвлет-спектров (см. п. 2). Аналогичные результаты получаются и для спектрального Фурье-анализа, однако сравнение спектральной и вейвлет-обработки выявило преимущества последней в низкочастотной части спектров: **ряд НЧ гармоник вообще не выделяется спектральным анализом, см., например, периодики 80 – 90 мин.**

На рис. 3 представлены примеры первичных результатов при использовании подхода GPS-интерферометрии для обработки данных во время геомагнитно-спокойного периода для всех ячеек подсети Детройта 14.07.2005г с 00 до 4.00 UTC ($Dst \sim -30nTл$). Получено, что выделенные волны имеют вероятно акустическую природу (скорости до 1200 м/с). Распределение по секторам направлений распространения приведено на рис 4 а), среднее значение скорости в каждом секторе – на рис. 4б). Среднесекторные значения скоростей возмущений составляют 200...400 м/с.

Cells :6 Base IGS: adri adri brig brig det1 det1
2005-7-14 00:01 – 04:00

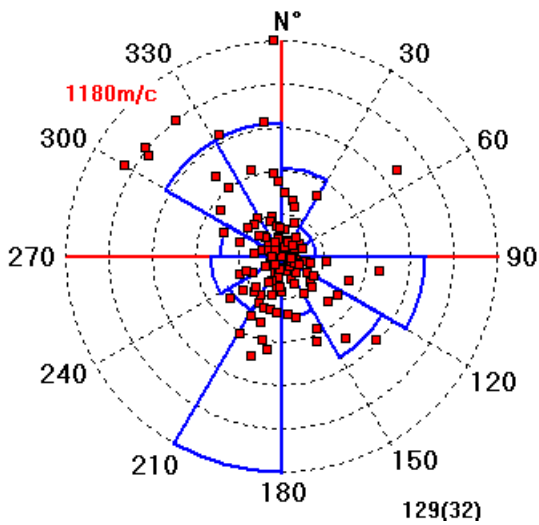
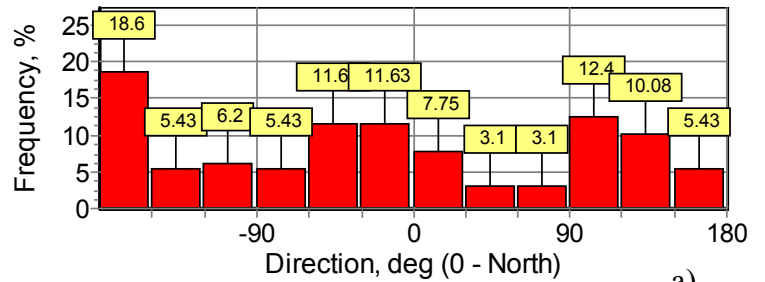


Рис. 3.

Детектирование волновых структур и анализ их параметров и движений совместно с анализом структуры самих ионосферных сигналов могут использоваться не только для улучшения качества работы связных и навигационных систем, но и как детектор степени возмущенности среды.

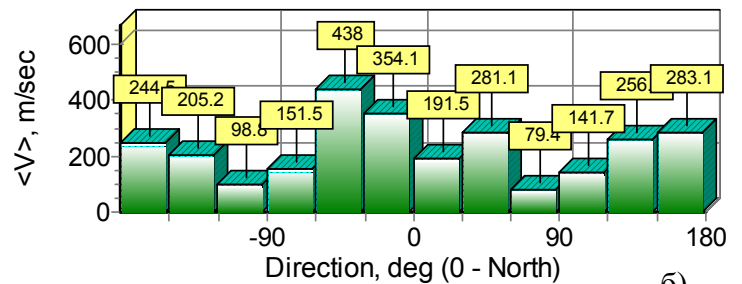
Обсуждается влияние на частоту генерации волновых структур солнечных вспышек. Фактический механизм генерации возмущений в ионосфере в этом случае в целом ясен. Волновые структуры могут генерироваться пятном ионизации, причем задержка по времени составляет до 10 минут со времени вспышки. Если пятно попало непосредственно в зону видимости интерферометра, то он может его обнаружить по волновым проявлениям в ионосфере. На рис.5 приведена временная зависимость числа детектируемых волновых структур (волновой активности) на всех ячейках наблюдательной подсети (Венеция) с временной дискретизацией 4ч. Виден квазирегулярный дневной ход изучаемого параметра (в пересчете на одну ячейку) и его резкий всплеск во время вспышки на Солнце (около 11ч 14.07). Примечательно, что расположенные на ночной стороне в момент вспышки подсети Калифорнии и Детройта всплеска волновой активности 14.07 не выделяют. Через ~3,5 дня основная масса солнечного ветра подошла к Земле и волновая активность увеличилась в 1.6-1.8 раза по сравнению с ее средними значениями, что фиксируется всеми сетями. Аналогичная ситуация (кроме всплеска активности, непосредственно связанного со вспышкой) имела место для более мощной (почти в 20 раз!) группы вспышек (12-13).09.2005. Грубая оценка скорости распространения солнечного ветра от вспышки дает величины 400 – 700 км/с, что совпадает с данными [12].

Cells: 6 Base IGS: adri adri brig brig det1 det1
2005-7-14 00:01 – 04:00



а)

Cells: 6 Base IGS: adri adri brig brig det1 det1
2005-7-14 00:01 – 04:00



б)

Рис. 4.

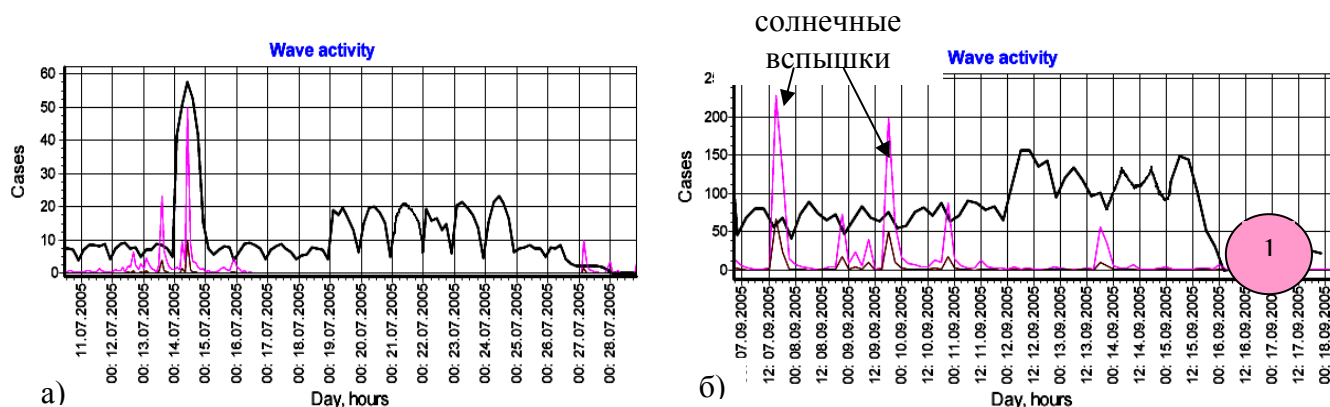


Рис. 5. Влияние солнечных вспышек 14.07 и (7-10).09 на изменение волновой активности - панели а) и б) соответственно. Область 1 на панели б) – данные отсутствуют.

Зафиксировано, что при изменении волновой активности изменяется спектр выделяемых в самом принимаемом сигнале периодик. Это дает потенциальную возможность оценивать изменение волновой активности не только по интерферометрическим данным, но по самому принимаемому сигналу.

Изложенные методики получения и анализа данных реализованы в комплексе **CRASS (Complex Region Analysis Satellite Signals) GPS** – комплексного регионального анализа спутниковых сигналов GPS. Приведенные в работе иллюстрации получены с его помощью.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке фонда РФФИ, грант 06-05-64988a.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Hoffmann-Wellenhof, Н. Lichtenegger, J. Collins "Global Positioning System: Theory and Practice" N.-Y.: Springer-Verlag Wien, 1992. 1061 pp.
2. E. Calais, J.B. Minster. GPS detection of ionospheric perturbations following the January 1994, Northridge earthquake // Geophys. Res. Lett.. 1995. V. 22. P.1045.
3. T.J. Fitzgerald. Observations of total electron content perturbations on GPS signals caused by a ground level explosion. // Jour. of Atmos. and Solar-Terr. Phys. 1997. V. 59. P.829.
4. E.L. Afraimovich, A.I. Terechov, M.Yu. Udodov, et al. Refraction distortions of transionospheric radio signals caused by changed in a regular ionosphere and by traveling ionospheric disturbances // Jour. of Atmos. and Solar-Terr. Phys. 1992. V. 63. P. 1013.
5. R.R. Ahmadov, and V.E. Kunitsyn. Simulation of generation and propagation of acoustic gravity waves in the atmosphere during a rocket flight // International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. 2004. V. 5. P. 1.
6. И. Добеши "Десять лекций по вейвлетам" Москва, "РХД", 2001.
7. К. Чуи. "Введение в вейвлеты" Москва: Мир, 2001.
8. И.М. Дремин, О.В. Иванов, В.А. Нечитайло // УФН. 2001. Т.171. N 5. С. 465.
9. В.И. Захаров, А.С. Зиенко. Методика статистического анализа ионосферных сигналов системы GPS // Вестник МГУ, сер.3. Физика, Астрономия. 2007. N2. С. 44.
10. Э. Госсард, У. Хук "Волны в атмосфере" М., Мир, 1978.
11. Б.Н. Гершман, Л.М. Ерухимов, Ю.Я. Яшин "Волновые явления в ионосфере и космической плазме" М.: Наука, 1984.
12. С.И. Акасофу, С. Чепмен "Солнечно-земная физика" М.: Мир, 1974.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

А.С. Логгинов, А.Г. Ржанов, Б.Ю. Терлецкий, С.Э. Григас
*Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики колебаний.*

В последние десятилетия ведутся интенсивные исследования в области передачи энергии к удаленным объектам с использованием электромагнитного излучения. В частности, рассматривается вопрос о передаче энергии по оптическим волокнам с последующим преобразованием её в электрическую энергию [1]. Такая возможность стала реальной в связи с созданием мощных полупроводниковых лазеров, разработкой оптических волокон с малыми потерями и высокоэффективных преобразователей оптического излучения в электрический ток – фотовольтаических преобразователей (ФВП). Успех в разработке ФВП связан с достижениями в области солнечных батарей. Эффективность солнечных элементов растет, стоимость их падает. В то же время растет мощность инжекционных лазеров, излучение которых может быть введено в оптическое волокно и передано туда, где существует потребность в источнике электрической энергии. Стандартное градиентное волокно с диаметром сердцевины 50 или 62,5 мкм может обеспечить передачу оптической мощности в единицы ватт. Особенность передачи энергии по волокну состоит в том, что эффективность преобразования свет – электричество для узкополосного излучения существенно выше, чем для широкополосного солнечного света, и она растет с увеличением интенсивности до некоторого предела. Плотность мощности излучения в 1 Вт в волокне в сотни раз превышает ту же величину для солнечного света у поверхности Земли.

Оптические линии передачи мощности устойчивы к ударам молнии, электромагнитным наводкам и большим полям, что важно для работы базовых станций мобильной связи, функционирования кардиостимуляторов, медицинских томографов и многих других устройств. Они особо перспективны для обеспечения безопасности шахт и тех объектов, где искра в электрической цепи может вызвать взрыв. В своё время на пассажирских авиалайнерах контроль над уровнем топлива в баках осуществлялся электрическими датчиками, что привело к крупной авиакатастрофе в США. После этого датчики заменили волоконно-оптическими [2]. Оптический способ доставки энергии найдет применение в аэрокосмической промышленности, средствах связи, в медицинском оборудовании, в военных применениях, в промышленных системах и устройствах. Оценки свидетельствуют о том, что современный рынок этих систем уже составляет около 15 миллионов долларов США.

Мы рассматриваем только два основных блока в цепи передачи энергии: оптоволоконная линия и устройство преобразование световой энергии в электрическую.

Основными препятствиями при передаче света по оптоволокну являются линейные потери в результате рэлеевского рассеяния на микроскопических неоднородностях и поглощения на примесях (в частности, ионах гидроксила), а также нелинейные эффекты: вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР или эффект Рамана) и вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, вносящее меньший, чем ВКР, вклад в потери. Эффект ВКР сводится к переходу значительной части энергии волны в низкочастотную стоксову волну. При этом около 5% энергии в каждом акте рассеяния переходит тепло. Расчеты показывают, что потери на ВКР не позволят передать более половины мощности введенного в волокно света даже в условиях хорошего теплоотвода [3]. Теоретически мощный световой поток может быть передан на большие расстояния только при интенсивности ниже порога ВКР, который прямо пропорционален площади сечения волокна и обратно пропорционален его длине. Для стандартного оптоволокну 62.5/125 порог ВКР для расстояния 1 км составляет 340 Вт (17 МВт/см^2) на длине волны 1310 нм. На практике тепловыделение на примесях и разрушение торцов волокна приводит к тому, что по стандартному волокну возможна передача излучения мощностью не более 3 Вт (150 кВт/см^2) [4].

Эффективность преобразования ФВП зависит от типа полупроводника и конструкции устройства. Наиболее распространены ФВП на основе *Si* и *GaAs*. Спектральные зависимости эффективности преобразования этих ФВП различны и имеют максимум на длинах волн 900-950 нм и 800-810 нм соответственно.

Для оптимизации системы передачи и преобразования энергии необходимо учитывать взаимосвязь спектральных зависимостей потерь в кварцевом волокне и эффективности преобразования свет-электричество для выбранного полупроводникового материала.

Была создана программа, позволяющая рассчитывать основные параметры оптоволоконной системы передачи и преобразования энергии. С её помощью были получены и проанализированы зависимости эффективности системы от протяженности линии передачи для фотопреобразователей из кремния на длине волны 880 нм и арсенида галлия на длине волны 810 нм. Результаты показаны на рис. 1.

Для линии передачи энергии протяженностью менее 1.5 км выгодно использовать ФВП на основе *GaAs*, а для линии длиной более 1.5 км - на основе *Si*. Это связано с тем, что *GaAs* имеет широкую запрещённую зону, что диктует необходимость использовать излучение в диапазоне длин волн, меньших 870 нм, в котором затухание в волокне нарастает с

уменьшением длины волны, но ещё быстрее растёт эффективность преобразования энергии.

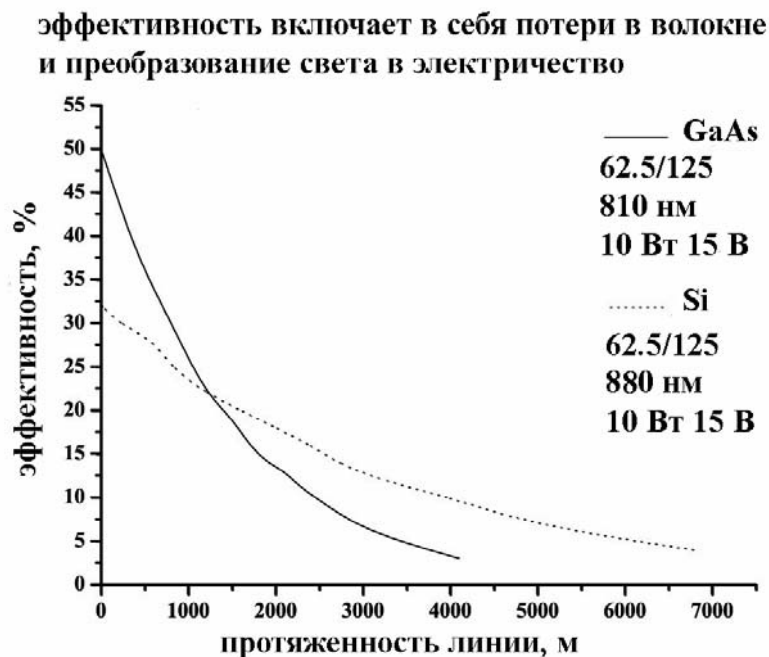


Рис. 1. Зависимость эффективности системы от протяженности линии.

Была рассчитана спектральная зависимость эффективности системы для ФВП из других материалов. На этой основе были предложены варианты оптимальных конструкций и сделаны оценки, которые свидетельствуют о возможности передачи и преобразования энергии по волоконно-оптическим линиям с полной эффективностью ("от розетки до розетки") порядка 10 % на расстояние 1 км при выходной электрической мощности 10 Вт и напряжении 15 В.

ЛИТЕРАТУРА

1. О.Н. Крохин // УФН. 2004. Т. 176. № 4. С. 441.
2. A. Basanskaya // IEEE Spectrum. 2005. V. 42. P. 13.
3. А.С. Бирюков, Е.М. Дианов // Квантовая электроника. 2007. Т. 37. № 4. С. 379.
4. J. Mitchell et al // Limits of electrical power generation by transmission of light through optical fibers. Southwest Research Institute. 2004. (<http://srvtb.appliedphysics.swri.edu/>).

ФЛУКТУАЦИИ СИГНАЛА НА ЛИНИИ КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ – НАЗЕМНАЯ СТАНЦИЯ

В.М. Шахпаронов, А. Эспиноза-Мильян
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

В ознаменование 250-летнего юбилея Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова 20 января 2005 года был выведен на орбиту малый научно-образовательный космический аппарат «Университетский» массой 31,6 кг с контрольно-дозиметрическим модулем «Татьяна» на борту. Спутник был изготовлен ФГУП ПО «Полёт» КБ, при участии НИЛАКТ РОСТО (ДОСААФ), научная полезная нагрузка – бортовой контрольно-дозиметрический модуль «Татьяна» массой 7,5 кг был изготовлен в НИИЯФ МГУ. За время своего активного существования, с 20 января 2005 года по 07 марта 2007 года спутник совершил более 10700 витков по круговой полярной орбите высотой 950-980 км с наклоном 83 градуса. Бортовая телеметрия принималась наземными станциями в Москве, в МГУ имени М.В. Ломоносова, в Калуге - станцией НИЛАКТ, в Омске - станцией КБ «Полёт». Приёмно-передающие модемы, бортовой и наземный радиотехнический комплексы были разработаны НИЛАКТ. Первичная обработка телеметрии и управление наземной станцией осуществлялось в автоматическом режиме программой «Навигатор» - разработчик В.Ю. Холмов, НИЛАКТ. Приём бортовой телеметрии производился на частоте 435 МГц, что соответствует диапазону 0,7 м. Согласно юбилейной научно-образовательной программе научная телеметрия размещена для открытого доступа на сайте cosmos.msu.ru.

Нами был проведен предварительный статистический анализ сигнала на трассе спутник – Земля по результатам приёма бортовой телеметрии наземной станцией НИИЯФ МГУ. За время активного существования космического аппарата «Университетский» было осуществлено более 7500 сеансов связи в зоне радиовидимости наземной станции НИИЯФ МГУ. В каждом из них были получены отсчеты сигнала с интервалом в 1 секунду. В данной работе был выбран метод для последующего изучения флуктуаций сигнала на трассе спутник – Земля, вызванных явлениями в ионосфере, атмосфере, нестабильностью ориентации самого космического аппарата а также аддитивными и мультипликативными помехами природного и индустриального происхождения. Представленные результаты получены путём биспектрального анализа. Биспектральный подход, как известно, биспектр, по определению, - это двумерное преобразование Фурье корреляционных функций третьего порядка, позволяет сохранить информацию о фазовом Фурье-спектре исходного сигнала, откуда появляется возможность восстановления неизвестной

предварительно формы сигнала, что расширяет наши возможности по выяснению поведения космического аппарата на орбите, а также процессов в околоземном пространстве, исходя главным образом из показаний S-метра приёмника наземной станции.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.J. Hinich. Detecting a transient signal by bispectral analysis // IEEE trans on ASSP. 1990. V. 38, No 7. P. 1277.
2. Г.Н. Бочков, К.В. Горохов, И.Р. Коннов. О точности спектральных и биспектральных измерений // Письма в ЖТФ. 1994. Т.20. В. 8. С. 35.
3. M.J. Hinich, M.A. Wolinsky. A test for aliasing using bispectral analysis // J. Amer. Stat. Assoc. 1988. V. 83, No 402. P. 499.
4. А.В. Тоцкий, Я. Астола, К.О. Егиазарян, А.А. Зеленский, И.В. Курбатов, В.В. Лукин. Восстановление сигналов по оценкам биспектров в присутствии гауссовых и негауссовых помех // Зарубежная радиоэлектроника. 2002. № 11. С. 44.
5. A.V. Totsky, I.V. Kurbatov, V.V. Lukin, A.A. Zelensky, J. Astola, K. Egiazarian. Estimation of Unknown Signal Shape by Bispectrum-Filtering Techniques for Gaussian and non-Gaussian Noise Environments // Успехи современной радиоэлектроники. Зарубежная радиоэлектроника. 2005. Вып. 1, № 4. С. 43.
6. В.А. Садовничий, М.И. Панасюк и др. Первые результаты исследований космической среды на спутнике "Университетский – Татьяна" // Космические исследования. 2007. Т. 45, №3. С. 1.
7. О.И. Яковлев "Космическая радиофизика" М.: «Научная книга». 1998. 432 с.
8. В.Е. Куницын, Е.Д. Терещенко, Е.С. Андреева "Радиотомография ионосферы" М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. 336 с.

ВЛИЯНИЕ ИНФРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ ПОСТОЯННОЙ

В.М. Шахпаронов

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Фундаментальные физические постоянные, такие как скорость света c , гравитационная постоянная G , постоянная Планка, играют чрезвычайно важную роль в современной физике. Заметная часть экспериментов посвящена как можно более точному измерению их значений и проверке того, не изменяются ли они во времени и пространстве. При анализе измерений гравитационной постоянной G обнаружилось трудно объяснимые временные вариации G [1]. Ни в одной из многочисленных экспериментальных работ ничего подобного не наблюдалось. Во всех наиболее известных работах измерения G проводились без оперативного изменения позиций взаимодействующих тел и одновременной записи результатов измерений с целью формирования временного ряда. Автоматизация измерений по строго заданной программе не предусматривалась, полученные данные не привязывались к реальному времени. Расхождения данных разных авторов значительно превосходят погрешности конкретных экспериментов. Причина такого разброса до сих пор окончательно не выяснена. Одна из основных физических констант до сих пор измерена с большой погрешностью, хотя большинство фундаментальных констант известны сегодня с чрезвычайно высокой точностью. Такое положение вещей отражает объективные трудности гравитационных экспериментов. Измерение силы притяжения двух тел имеет большие погрешности из-за чрезвычайной слабости гравитационного взаимодействия.

Измерения гравитационной постоянной проводились с использованием крутильных весов, размещённых внутри вакуумной камеры. Высокий вакуум поддерживался магниторазрядным насосом.

Магнитный демпфер качаний снижал влияние микросейсм, однако не устранял полностью данный дестабилизирующий фактор. Для подавления низкочастотных дрейфов различной физической измерения при всех позициях притягивающих масс проводились только в течение двух периодов. Массы шаровой формы располагались строго на линии равновесия весов. Они фиксировались в нескольких положениях на разных расстояниях от оси вращения.

Анализ графиков, полученных в результате выявления скрытых периодичностей приводит к выводу о влиянии инфразвуковых колебаний или так называемых микросейсм на появление временных вариаций результатов измерения гравитационной постоянной. Ритмы наглядно видны и в диапазоне от 0,4 до 1 ч, но этот интервал не столь интересен с практической точки зрения. Такие ритмы быстро усредняются. Инфразвуковые колебания имеют широкий диапазон частот и амплитуд. Их непосредственное влияние на параметры крутильных весов изучено в [2]. Как было показано, искусственные вибрации с амплитудой 5 мкм вдоль коромысла или в перпендикулярном к нему направлении не оказали существенного влияния на результаты измерения G . Измеренные значения гравитационной постоянной смещались, но не слишком сильно. Результаты экспериментов оказались неоднозначными, они плохо воспроизводились. Эффект достигал только единиц второй значащей цифры, а естественные микросейсм малой амплитуды всё же влияли на четвёртую, а, возможно, и на третью.

Характеристики инфразвуковых колебаний или микросейсм меняются во времени. Измерения проводятся при различном вкладе микросейсм в период колебаний весов, когда притягивающая масса находится на разных позициях. При увеличении интервала времени между измерениями роль микросейсм возрастает. Основной вклад вносят, инфразвуковые колебания, связанные с жизнью города, так называемые

микросейсмы антропогенного происхождения. Однако и естественные дают свой вклад. Этим можно объяснить связь между сильными землетрясениями и результатами измерений гравитационной постоянной. Долгопериодные ритмы обусловлены микросейсмами, для их усреднения требуются длительные измерения порядка года, но даже при этом трудно гарантировать полное исключение систематической погрешности.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П. Измайлов и др. Временные и пространственные вариации измеряемых значений гравитационной постоянной // Измерительная техника. 1993. №10. С. 3.
2. О.В. Карагиоз, А.И. Кузнецов, В.П. Измайлов. Влияние вибраций на крутильные весы // Измерительная техника. 1998. №7. С. 12.