

СЕКЦИЯ 9. СПЕКТРОСКОПИЯ, ДИАГНОСТИКА И ТОМОГРАФИЯ

Контролируемое модифицирование поверхности при создании селективного пьезокварцевого сенсора	
Ю.К. Алешин, М.А. Чоба, А.Б. Васильев	3
Газовая релаксометрия молекул воды при адсорбции	
В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков.....	6
Эффекты неравновесной динамики молекул воды в пористых средах	
В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков.....	7
Разработка методов и инструментов магнитоиндукционной томографии для изучения мозга и когнитивных функций человека	
А.К. Бабушкин, А.В. Вартанов, А.В. Корженевский, С.А. Сапецкий, Т.С. Туйкин, В.А. Черепенин	9
Итерационные методы безопорного восстановления волнового фронта с помощью наборов спекл-картин	
В.Г. Беспалов, Н.В. Петров.....	13
Метод регистрации пикосекундных ТГц импульсов, основанный на генерации акустических волн в тонких металлических пленках	
В.А. Вдовин, В.Г. Андреев	15
Флуктуации доплеровского смещения частоты при отражении волн от неоднородного слоя ионосферы	
А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько	17
Подщелевая электродинамика высокотемпературного сверхпроводника $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в поляризации перпендикулярно CuO плоскостям	
А.А. Воронков, Б.П. Горшунов, S. Tajima, S. Miyasaka.....	21
Прямое наблюдение сверхпроводящей щели в спектрах проводимости $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$	
А. Воронков, Б. Горшунов, В.С. Ноздрин, D. Wu, P. Kallina, K. Iida, S. Haindl, F. Kurth, L. Schultz, V. Holzapel, M. Dressel, Е.Г. Максимов.....	23
Вынужденное рассеяние света в квантовом рулоне	
Ю.А. Гришина, Г.А. Сыродоев, М.В. Вязовский	25
Возможности регионального мониторинга атмосферных проявлений тропических циклонов по данным наземных GPS-сетей	
В.И. Захаров, В.Е. Куницын	27
Наблюдение террагерцового свечения спин-инжекционного излучателя	
П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн	31
Исследование динамики замороженных ядерных спинов в кристалле граната с высокой концентрацией примесных ионов тулия методом фотонного эха	
В.А. Зуйков, К.Р. Каримуллин, В.В. Самарцев, А.Д. Тиранов	35
Коаксиальный широкополосный детектор мощных наносекундных СВЧ-импульсов на эффекте горячих носителей	
И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко	39

Теоретический анализ распространения терагерцового излучения диапазона 0,1-2 ТГц через атеросклеротические бляшки	
Д.А. Ивашкина, О.А. Смолянская, Я.В. Грачев.....	43
Диэлектрический отклик пленок мультиферроика $\text{Bi}_{0.98}\text{Nd}_{0.02}\text{FeO}_3$ в терагерцовом диапазоне частот	
Г.А. Командин, В.И. Торгашев, А.А. Волков, О.Е. Породинков, И.Е. Спектор, В.М. Мухортов.....	46
Квазистатическая электромагнитная томография	
А.В. Корженевский.....	48
Терагерцовый сканер	
П.С. Королёв, В.Б. Анзин, Ю.Г. Гончаров, Б.П. Горшунов, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор, В.П. Калинушкин.....	52
Влияние покрытий кремниевых фотопреобразователей на их спектры отражения и на измеряемые значения рекомбинационных параметров	
О.Г. Кошелев, В.А. Морозова	54
Четверть века развития техники импульсного лазерного терагерцового излучения: основные достижения и перспективы развития	
М.М. Назаров, Д.А. Сапожников, А.П. Шкуринов	56
Фотонное эхо на комбинационно-активных переходах	
С.В. Сазонов.....	57
Исследование радиопоглощающих свойств нанокompозитов на основе высокодисперсных порошков	
О.А. Ткачева.....	59
Электроимпедансный томограф с 3D визуализацией для применения в гинекологии	
Т.С. Туйкин, А.В. Корженевский, О.В. Троханова, В.А. Черепенин, С.А. Сапецкий.....	63
Исследование однородности диэлектрической проницаемости тонких пленок на большой площади	
Е.А. Цветкова, Д.П. Зубченко	67
Экспресс-метод идентификации сильных линий поглощения с помощью диодно-лазерного спектрометра	
Е.А. Чернышова.....	71

КОНТРОЛИРУЕМОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ СОЗДАНИИ СЕЛЕКТИВНОГО ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО СЕНСОРА

Ю.К. Алешин, М.А. Чоба, А.Б. Васильев
МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Кварцевые микровесы – измерительные автогенераторные устройства, предназначенные для преобразования изменений массы, присоединенной к поверхности кварцевого пьезорезонатора, в приращения выходной частоты автогенератора. Метод пьезокварцевого микровзвешивания получил распространение в последние пятнадцать лет и с каждым годом область его применения расширяется.

Основные достоинства кварцевых микровесов следующие:

- 1) Высокая чувствительность, достигающая 2.5 МГц/мг. Разрешающая способность массчувствительных резонаторов достигает 10^{-11} г, что на три порядка выше, чем у лучших микровесов других типов
- 2) Универсальность. К измерению методом микровзвешивания сводятся измерения множества параметров: толщины пленок, влажности, состава газовых смесей, давления, температуры, концентрации микропримесей, коррозионной стойкости, окислительной стабильности, растворимости, упругости паров и т. д.
- 3) Работоспособность в широком диапазоне температур (от абсолютного нуля до 750 К);
- 4) Независимость результатов измерения от значения силы тяжести и положения в пространстве. Это позволяет использовать кварцевые микровесы в условиях невесомости, допускает их работу в произвольном положении относительно гравитационного поля;
- 5) Малые габариты, высокая устойчивость к ударам, вибрациям, большие химическая и радиационная стойкость.
- 6) При измерениях, проводимых при помощи пьезокварцевых весов, не происходит нарушения условий гомеостаза (имеет особое значение в измерении концентрации химических веществ).
- 7) Невысокая стоимость и доступность.

С увеличением числа слоев происходит сужение области применения такого датчика, это связано с ограничениями физических характеристик пьезокварцевого резонатора (ПКР). Например, для ПКР с базовой частотой 10МГц максимальное смещение частоты составляет 180кГц, что ограничивает диапазон измерения присоединенной массы. Поэтому в данной работе мы поставили перед собой задачу определить границы применения датчика, т.е. получить значение максимальной массы, которую мы сможем измерить при помощи данного устройства. В нашем случае был создан датчик, при изготовлении которого использовалась оригинальная методика нанесения специальных покрытий, имеющих на

поверхности активные химические центры взаимодействия со строго определенными индивидуальными молекулами. Покрытия создавались многослойные – типа «сэндвич». Слои в таких датчиках соединены сильными химическими связями, в результате полностью модифицированный слой представляет собой, как бы огромную «молекулу».

Исторически сложилось так, что созданные резонаторы для измерения в жидкости находились только одной стороной в измеряемом растворе. Затем в ряде работ появились сообщения о том, что можно добиться стабильных колебаний для кварцевого кристалла, находящегося в жидкости обеими сторонами, за счет чего повышается чувствительность прибора. В нашей работе используется резонатор, который устанавливается в открытый конец специальной трубки и закрепляется силиконовым клеем, таким образом, он только одной стороной находится в жидкости.

На ПКР, погруженный в жидкость, происходило наращивание слоев, обладающих различными характеристиками. Если это был не монослой, то его наращивание искусственно прерывалось. Последовательно было нанесено шесть слоев: 1 - тетратоксисилан, 2 - аминопропилтриэтоксисилан, 3 - глутаровый альдегид, 4 - овальбумин, 5 - трис и 6 - антитела к овальбумину. При этом производилось измерение ухода частоты колебаний ПКР на каждом из слоев. Результаты измерений представлены ниже.

№ слоя	хар-ка слоя	уход частоты, Гц
1	Монослой	700
2	Монослой	500
3	Монослой	900
4	Монослой	4000
5	часть монослоя	100
6	Монослой	14500

Предварительно определялись оптимальные толщины каждого слоя, исходя из предварительно определенных величинах чувствительности метода, плотностях веществ и геометрии нанесения слоев. По этой методике создана технологическая таблица для контроля за процессом создания сенсора.

При контроле за процессом нанесения этих же слоев применялась следующая методика: если это был не монослой, то его наращивание искусственно прерывалось. В результате общая величина технологической части частотного диапазона составила 100700 Гц, что позволила

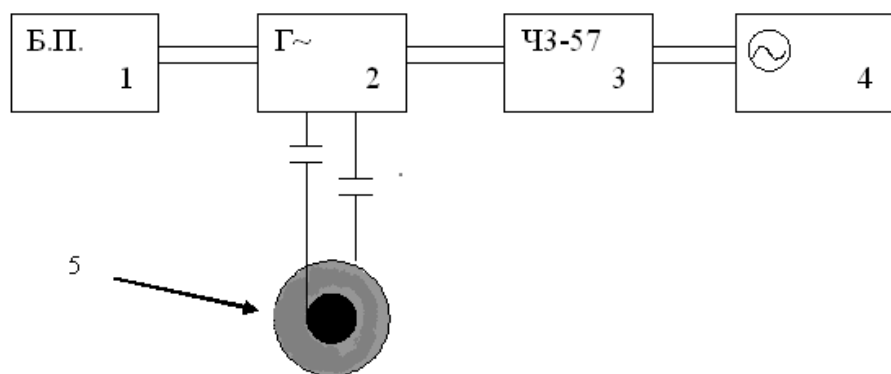
расширить рабочий диапазон до 79300 Гц, что в два раза превышает диапазон при неконтролируемом нанесении слоев.

При расчете, мы использовали уже ранее рассчитанное значение чувствительности метода. Чувствительность, данного датчика (с учетом площади поверхности ПКР) составила 0.78 нг/Гц.

Используя все эти данные, был получен следующий результат: для данного датчика максимальное значение присоединенной массы, которое может быть измерено в данных условиях, составляет 25 мкг.

Схема экспериментальной установки для измерения в жидкостях:

1-блок питания, 2-генератор, 3-частотомер, 4-осциллограф, 5-ПКР



ГАЗОВАЯ РЕЛАКСОМЕТРИЯ МОЛЕКУЛ ВОДЫ ПРИ АДСОРБЦИИ

В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова,
119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38
vartemov@bk.ru

К числу отработанных и широко используемых экспериментальных методов изучения свойств поверхности относится измерение концентрационных релаксационных кривых газов в процессе адсорбции. В работах [1-3] нами проведено усовершенствование этого метода в сторону увеличения его чувствительности, точности, быстродействия и динамического диапазона измеряемых параметров (экспериментального окна наблюдения). Преимущества реализованы применением в качестве газового детектора селективного по избранным газовым молекулам оптического детектора на основе диодного лазера (ДЛ) [3]. Созданная установка работает в варианте селективной настройки на молекулы воды. В докладе сообщается о возможностях новой техники в приложении к задачам взаимодействия водных молекул с пористой поверхностью. Метод просто и быстро позволяет получить важнейшие параметры взаимодействия водяного пара с поверхностью. В отношении молекул воды чувствительность метода составляет 0,1 мТор (10^{14} штук/см³ или 0,003 мкг), что на порядок превосходит аналогичный показатель лучших гравиметрических измерений. Селективность метода по молекулам воды позволяет следить за кинетикой сорбции этих молекул в составе газовых смесей. Для наблюдения доступны процессы, протекающие в масштабах от долей секунды до многих часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артёмов В.Г., Капралов П.О., Тихонов В.И., Волков А.А. // Каскадная диффузия молекул воды в пористо-гран. среде // КСФ ФИАН. 2009. №7. С. 36
2. Капралов П.О., Артёмов В.Г., Гусев Г.А., Тихонов В.И., Волков А.А. // Кинетика диффузии молекул воды в нанопористом адсорбенте // Известия РАН, сер. Физич. 2008. Т.72. №12. С. 1791.
3. Капралов П.О., Артёмов В.Г., Макуренков А.М., Тихонов В.И., Волков А.А. // Диодно-лазерный спектрометр для измерения орто-пара состава водяного пара // ПТЭ. 2008. №6. С. 123.

ЭФФЕКТЫ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

В.Г. Артёмов, П.О. Капралов, А.А. Лескин, В.И. Тихонов, А.А. Волков
Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова,
119991, г. Москва, ул. Вавилова, 38
vartemov@bk.ru

При изучении сорбционных свойств молекул используется метод, состоящий в исследовании временных характеристик концентрационных кривых избранного газа, пропущенного через слой адсорбента [1]. Поданный на вход откачиваемой адсорбционной колонки исследуемый газ выходит из неё временным концентрационным фронтом с плавно нарастающей крутизной. Временная задержка появления фронта на выходе колонки по отношению к моменту пуска пробы и временная форма фронта определяются характером межмолекулярных взаимодействий в системе газ-адсорбент.

В докладе сообщается о регистрации аномалии фронта выходной кривой в виде пика, предшествующего по времени фазе основного нарастания фронта, при исследовании распространения водяного пара в пористо-гранулированных средах.

Происхождение слабо взаимодействующих с адсорбентом молекул, концентрация которых в прекурсорном потоке в некоторых случаях достигает 10 процентов интенсивности максимума выходной кривой, находит объяснение в рамках предположения о существовании зависимости адсорбционной способности молекул от их вращательных состояний. Предполагается, что молекулы воды, находясь в разных вращательных состояниях, по-разному реагируют на приповерхностное электрическое поле пор адсорбента и имеют по этой причине разные коэффициенты аккомодации. Эта идея, первоначально высказанная нами в [2], основывается на результатах работы [3], в которой были выполнены эксперименты с молекулярными пучками молекул воды по наблюдению штарковской сортировки молекул по вращательным состояниям в сильных неоднородных электрических полях.

Неравновесный характер прекурсорного эффекта и многопараметричность условий его формирования (геометрия измерений, свойства адсорбента, газодинамические условия) делают эффект сложным для строгой количественной обработки. Важный на качественном уровне результат – сам факт регистрации прекурсора, свидетельствующий о существовании быстрых в отношении диффузии молекул. В рамках гипотезы *l-h*-сортировки молекул воды в адсорбенте, прекурсорный эффект обнаруживает более общее явление - разделение молекул воды при низких давлениях на быстрые и медленные в отношении диффузии в пористых

средах. С учетом многообразия и важности явлений в природных и технологических процессах, связанных с протеканием водяного пара через пористые среды, новым обстоятельством, требующим внимания, становится возможность разного поведения при диффузии быстрых и медленных молекул.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.А. Гольберт, М.С. Вигдергауз, Введение в газовую хроматографию, Москва, Химия, 1990, 351 с.
2. П. О. Капралов, В. Г. Артёмов, А.А. Лескин, В. И. Тихонов, А. А. Волков, Краткие сообщения по физике **7**, 43 (2008).
3. R. Moro, J. Bulthuis, J. Heinrich, and V. V. Kresin, Phys. Rev. A **75**, 013415 (2007)

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И ИНСТРУМЕНТОВ
МАГНИТОИНДУКЦИОННОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ МОЗГА
И КОГНИТИВНЫХ ФУНКЦИЙ ЧЕЛОВЕКА

А.К. Бабушкин¹, А.В. Вартанов², А.В. Корженевский¹, С.А. Сапецкий¹,
Т.С. Туйкин¹, В.А. Черепенин¹

¹ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

²МГУ, факультет психологии

<mailto:mds64@narod.ru>

Предполагается использование и развитие методов магнитоиндукционной томографии (МИТ) для бесконтактного выявления в реальном времени трехмерного распределения проводимости мозговых тканей; получение томограмм в режиме реального времени с отображением локальной высокочастотной электрической активности, в частности, на частоте 40-60 Гц (гамма-ритм мозга), соответствующей постсинаптическим потенциалам и спайковой активности нейронов. Для решения данной задачи планируется создание экспериментального прототипа томографа с улучшенным пространственным разрешением [4], значение которого составит порядка 1 см. Заданное разрешение будет обеспечиваться как минимум за счет 64 приемо-передающих устройств. Разрешение по времени будет составлять порядка 1-2 мс. Оценка оптимальных параметров для визуализации активности мозга будет осуществляться на экспериментальных моделях и на реальных объектах в процессе психофизиологических экспериментов.

Разрабатываемый метод бесконтактной регистрации активности мозга основывается на взаимодействии внешнего квазистатического высокочастотного магнитного поля и проводящей среды тканей мозга, т.е. является развитием методов МИТ. Передающая катушка создает магнитное поле, которое наводит вихревые токи в материале. Возникающие из-за этого изменения магнитного поля регистрируются приемными катушками. Сигнал, обусловленный вихревыми токами, имеет обычно гораздо меньшую амплитуду. Ранее нами было впервые показано [1], что влияние проводящего объекта приводит, прежде всего, к изменению фазы регистрируемого сигнала (возникновению малой квадратурной компоненты сигнала детектора). При этом сдвиг фаз пропорционален частоте сигнала и проводимости σ :

$$\varphi \approx \omega \int_L W \sigma dl \quad (1)$$

где W - геометрический весовой фактор, зависящий от взаимного расположения индуктора, детектора и объекта. Интеграл берется вдоль

силовой линии магнитного поля L , соединяющей индуктор и детектор. Имея набор таких интегралов для всех индукторов и детекторов, расположенных вдоль замкнутого контура вокруг исследуемого объекта, можно реконструировать распределение проводимости в поперечном сечении.

Из формулы (1) видно, что чем выше рабочая частота, тем больше сдвиг фаз при заданной проводимости. Однако, при этом должно выполняться условие квазистатичности:

$$\omega \ll 2\pi c/l \quad (2)$$

- размер системы l много меньше длины волны на рабочей частоте. При размере системы около 30 см (немного больше размера головы человека) этому условию удовлетворяют частоты порядка 30 МГц и ниже. Проводимость биологических тканей меняется в зависимости от частоты внешнего электромагнитного поля (частотная дисперсия). Поэтому есть смысл работать не на одной фиксированной частоте, а на нескольких. Такое различие дает высокий контраст в процессе определения внутренней структуры биотканей.

Пространственное разрешение d магнитоиндукционной системы диаметром D зависит от количества независимых комбинаций приемник/передатчик:

$$\frac{d}{D} \approx \frac{1}{\frac{N(N-1)}{2}} \quad (3)$$

При расположении по окружности максимально возможное разрешение равно диаметру катушки. Для получения разрешения 1 см предполагается использовать 64 катушек такого же диаметра, размещенных по окружности диаметром 30 см. Разработанный и созданный ранее макет томографа [2] обладает следующими характеристиками: 16 приемных и передающих катушек, на электромагнитном экране диаметром 40 см, каждая из которых соединяется соответственно с приемником или генератором, частота магнитного поля - 20 МГц. На этом макете получена первая в мире магнитоиндукционная томограмма грудной клетки, измеренная на живом объекте – человеке [3]. Также была измерена статическая томограмма головного мозга человека.

Квазистатическое магнитное поле быстро убывает с расстоянием: в указанной конфигурации в диаметрально противоположной катушке оно составляет $5.52 \cdot 10^{-11}$ Тл в 64-канальном варианте, вместо $6.1 \cdot 10^{-10}$ Тл в 16-канальном при одинаковой мощности. Напряжение на приемной катушке

будет ещё меньше из-за уменьшения её диаметра до 1 см. Следовательно, для создания 64-канального магнитоиндукционного томографа необходимо существенно увеличить точность измерения и уровень магнитного поля в передающих катушках.

Приемно-передающие модули должны обеспечивать не только точное измерение фазы, но и разрешение по времени (частоту кадров) порядка 1-2 мс. Это необходимо для получения томограмм в режиме реального времени с отображением локальной высокочастотной электрической активности, в частности, на частоте 40-60 Гц (гамма-ритм мозга).

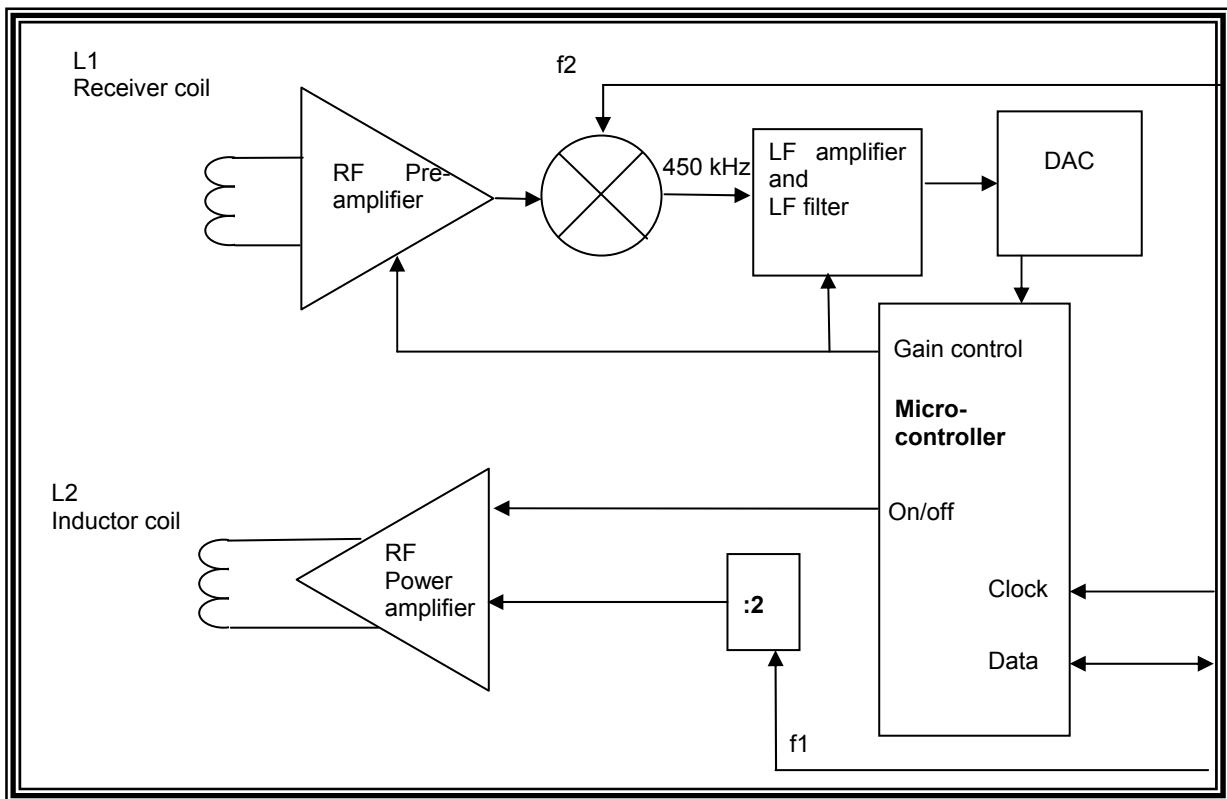


Рис. 1. Блок-схема приемно-передающего модуля.

Высокое разрешение по времени (быстродействие) на данном этапе работы требуется только при сборе данных. При передаче и обработке данных быстродействие несущественно. Рабочая частота 64-канальной системы 3-30 МГц. Чтобы было удобнее и эффективнее усилить, фильтровать и оцифровывать входной сигнал с приёмной катушки, его нужно преобразовать в более низкую частоту, например 455 кГц (рис.1). При этом минимально возможное время сбора данных 1 кадра составляет 1,3 мс при усреднении по 10 периодам каждой пары. Это вполне приемлемая величина для исследования процессов с характерными частотами 40-60 Гц. Для ускорения сбора данных оцифровка сигналов при этом происходит параллельно на всех 64 модулях.

Результаты измерений по каждому каналу накапливаются в оперативной памяти микроконтроллера соответствующего модуля. При

этом вычисляются значения квадратур «на лету», и результат сохраняется в памяти, вместо простого запоминания отсчетов АЦП, что позволит на 1-2 порядка уменьшить количество передаваемых данных. После завершения всего сеанса измерений данные со всех модулей передаются в компьютер по USB и сохраняются в файл. Обработка данных проводится отдельно от процесса измерения, не в реальном времени.

Для оцифровки и обработки данных с приемника и управлением процессом измерения используется 8-битный микроконтроллер ATxmega64A1 с внешней SRAM памятью. Он содержит встроенный 12-битный АЦП, способный оцифровывать сигналы со скоростью до 2 мегасэмплов в секунду, что является достаточным для частоты 455 кГц. Передавать данные во время измерения нежелательно, так как в процессе передачи могут наводиться помехи в рабочую область томографа. Кроме того, результаты измерений всё равно будут обрабатываться в компьютере намного дольше, чем передаваться.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 09-02-12222.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Корженевский, В.А. Черепенин // Радиотехника и электроника, 1997, т. 42, №4, С. 506.
2. А.В. Корженевский, С.А. Сапецкий, В.А. Черепенин "Магнитоиндукционная томография: экспериментальная реализация" // Известия РАН, серия физическая, 1999. Т. 63. N 12. С. 2437
3. А.В. Корженевский, С.А. Сапецкий "Визуализация внутренней структуры протяженных электропроводящих объектов методом магнитоиндукционной томографии" // Известия АН, серия физическая, 2001. Т. 65. N 12. С. 1789.
4. А.В. Корженевский, С.А. Сапецкий "Магнитоиндукционная томография для медицинских приложений" // Альманах клинической медицины, 2008. Т. XVII, Ч.1, С. 191-194.

ИТЕРАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ БЕЗОПОРНОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА С ПОМОЩЬЮ НАБОРОВ СПЕКЛ-КАРТИН

В.Г. Беспалов, Н.В. Петров

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

Недавно в качестве метода восстановления фазы без опорного пучка, была предложена техника безопорного мультиэкспозиционного восстановления (single-beam multiple-intensity reconstruction, SBMIR) [1] с использованием изображений, сделанных в различных частях объема спекл-полей, и уравнения распространения волн. SBMIR-технология является перспективным методом восстановления волнового фронта, поскольку предполагает использование простой экспериментальной установки. По сравнению с другими методами восстановления фазы, подобными алгоритмам Гершберга-Саксона или Янг-Гу [2-3], SBMIR-технология применима для амплитудно и/или фазовых объектов как для режима пропускания, так и для и отражения. Аналогичной методикой можно считать метод безопорного восстановления волнового фронта с использованием спекл-картин, записанных на различных длинах волн. А уравнение распространения волн в пространстве может быть сведено к уравнению, описывающему изменение волнового фронта при изменении длины волны с λ_0 на λ при его распространении на фиксированное расстояние z . В качестве источников излучения здесь могут быть использованы: спектральные компоненты излучения суперконтинуума [4], стоксовы компоненты ВКР излучения второй гармоники импульсного Nd:YAG – лазера на кристалле нитрата бария [5], перестраиваемые лазеры.

В данной работе представлены результаты моделирования с использованием метода, аналогичного SBMIR, воспроизведены результаты, представленные авторами в работе [1]. В качестве уравнения распространения волн использовалось двумерное преобразование Френеля. Двукратный интеграл Френеля вычислялся с помощью последовательного однократного интегрирования. Область однократного интегрирования разбивалась на части (пиксели). Для вычисления интеграла на каждом из пикселей использовался метод Гаусса с порядком (числом точек интегрирования на 1 пиксель) от 1 до 3.

Алгоритм восстановления волнового фронта с использованием нескольких спекл-картин выглядит следующим образом:

Процесс восстановления начинался с волны, амплитуда которой была получена путем извлечения квадратного корня из первого распределения интенсивности. Эта амплитуда умножалась на фазу (изначально - константа) и получающаяся при этом комплексная функция представляла волновое поле в этой плоскости. Для этой функции вычислялось обратное

преобразование Френеля, дающее восстановленное волновое поле, которое на начальных итерациях сильно отличается от искомого. Используя вычисленное таким образом волновое поле, вычислялось прямое преобразование Френеля, с переменными, соответствующими параметрам второй зарегистрированной спекл-картины (расстояние от объекта до матрицы ПЗС, соответствующее второму изображению в случае SBMIR или вторая длина волны для альтернативной методики). В полученном таким образом поле фаза удерживается, а амплитуда заменяется функцией, полученной с помощью извлечения квадратного корня из второго распределения интенсивности. Далее снова вычисляется обратное преобразование Френеля, затем с помощью прямого преобразования вычисляется поле, соответствующее третьему распределению интенсивности. Здесь опять удерживается фаза, и происходит замена амплитуды, и т.д. до N изображения, затем процедура повторяется сначала.

На рис. 1. представлены результаты восстановления амплитуды поля, обладающего случайной фазой в каждой точке.

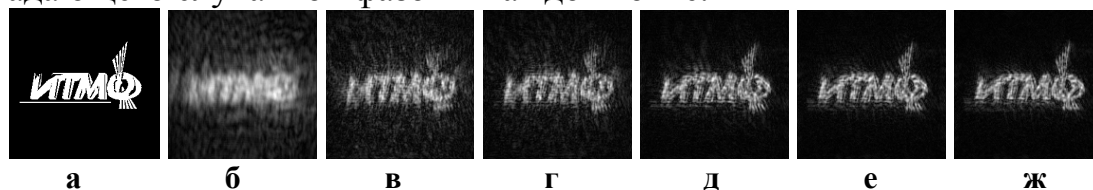


Рис. 1. а – исходная амплитуда поля; б – амплитуда на нулевой итерации; в – амплитуда после 10 итераций; г – 25 итераций; д -125; е – 250; ж – 500 итераций.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Almero, G. Pedrini, and W. Osten, "Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field," // Appl. Opt. 45, 8596-8605 (2006).
2. R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," Optik (Stuttgart) 35, 237-246 (1972).
3. G. Yang, B. Dong, B. Gu, J. Zhuang, and O. K. Ersoy, "Gerchberg-Saxton and Yang-Gu algorithms for phase retrieval in a nonunitary transform system: a comparison," Appl. Opt. 33, 209-218 (1994).
4. В.Г. Беспалов, Н.В. Петров «Выделение спектральных компонент излучения суперконтинуума для использования в методе цифровой спекл-фотографии», // в сб. трудов XII всероссийской школы-семинара «Физика и применение микроволн». Часть 4, с. 7-9. ООП Физ. Ф-та МГУ
5. Петров Н.В., Беспалов В.Г., Жевлаков А.П., Солдатов Ю.И. «Исследования двухдлинноволновой цифровой спекл-фотографии для анализа фазовых неоднородностей в гидросфере» // в сб. трудов VI международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2009», с. 279-282 Санкт-Петербург, ЗАО «Издательство Скиф».

МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ПИКОСЕКУНДНЫХ ТГц ИМПУЛЬСОВ, ОСНОВАННЫЙ НА ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

В.А. Вдовин¹, В.Г. Андреев²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН,

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

vdy@cplire.ru

В последнее время значительно возрос интерес к проблеме генерации терагерцевого (ТГц) излучения. Одним из наиболее распространенных способов генерации является использование оптического выпрямления или фотопереключения с применением фемтосекундных лазерных импульсов. Предложены и реализованы также генераторы, основанные на умножении частоты микроволнового излучения или генерации разностной оптической частоты в нелинейных кристаллах, а также основанные на параметрических генераторах оптического и ближнего инфракрасного диапазонов. Широко распространены также схемы генерации мощного ТГц излучения с помощью релятивистских электронов, например, лазеры на свободных электронах. Одна из таких установок запущена в ИЯИ им. Г. И. Будкера СО РАН.

Регистрирующие устройства для ТГц диапазона во многом являются обратными по принципу действия генераторам ТГц излучения. Широко распространены пироэлектрические датчики. Большую чувствительность имеют кремниевые болометры, но они требуют охлаждения до температур жидкого азота. Еще большую чувствительность имеют устройства, использующие сверхпроводящие туннельные переходы, но для их работы требуется жидкий гелий. Относительно несложные детекторы получаются при использовании полупроводниковых материалов в качестве преобразователей.

Предлагаемый в докладе датчик ТГц излучения базируется на другом типе физического взаимодействия – генерации акустических волн в тонких пленках, что при относительной простоте во многих случаях может оказаться более предпочтительным. Эффект аномально большого (до 60%) поглощения СВЧ излучения тонкими (2 – 3 нм) пленками позволил использовать их для эффективной генерации звука и создания на их основе СВЧ датчика для регистрации профиля импульсов наносекундной длительности [1]. Аналогичный принцип предполагается использовать и для регистрации ТГц излучения пикосекундной длительности.

Регистрация акустического импульса пикосекундной длительности будет осуществляться методом интерференции опорного импульса с импульсом, фаза которого изменяется вследствие механических

деформаций, вызванных акустической волной. При поглощении энергии ТГц импульса в металлической пленке нанометровой толщины, нанесенной на прозрачную для ТГц излучения подложку, в пленке и подложке возбуждается акустический сигнал, форма которого определяется сверткой формы ТГц импульса с передаточной функцией слоистой структуры пленка-подложка. В работе [1] показано, что при толщине пленки 2-4 нм и при ее хорошей электропроводности, передаточная функция структуры пленка – подложка близка к единице вплоть до частот порядка 3 ТГц. Это означает, что форма возбуждаемого акустического сигнала воспроизводит временной профиль огибающей ТГц импульса. Пиковое значение акустического импульса определяется теплофизическими параметрами пленки и подложки, а также коэффициентом поглощения ТГц излучения, который может достигать 50% при определенной толщине пленки. При энергии ТГц импульса порядка долей миллиджоуля амплитуда акустического сигнала, возбуждаемого в пленке, может составлять несколько бар, что достаточно для уверенной регистрации таких механических возмущений.

Для регистрации акустического импульса пикосекундной длительности используется небольшая пробная часть электромагнитного ТГц импульса (основная часть электромагнитного ТГц импульса направляется на металлическую пленку для генерации акустического сигнала). Пробная часть ТГц пучка расщепляется на два луча, один из которых является опорным, а другой измерительным. Фаза измерительного луча изменяется вследствие взаимодействия с акустической волной и вызванными ею механическими деформациями подложки. Импульс в измерительном плече задерживается относительно опорного с помощью оптической линии задержки с дискретностью порядка пикосекунды. Оба когерентных луча складываются и измеряется интенсивность суммарного сигнала. По выходному фототоку можно судить о величине корреляции опорного и измерительного лучей для фиксированного значения времени задержки. Проводя измерения для набора значений величины задержки, можно зарегистрировать форму акустического импульса, которая соответствует огибающей ТГц импульса. В докладе анализируются две схемы модуляции фазы измерительного луча – прямая, связанная с непосредственным отражением от пленки, и косвенная, с добавлением тонкого слоя жидкости, как в работе [1], и выбирается метод, имеющий наибольшую чувствительность.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Андреев, В.А. Вдовин // ПТЭ. 2009. №2. С. 81.

ФЛУКТУАЦИИ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ВОЛН ОТ НЕОДНОРОДНОГО СЛОЯ ИОНОСФЕРЫ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова кафедра физики атмосферы
vologdin@phys.msu.ru; A19452008@Yandex.ru

Доплеровское смещение частоты сигнала, распространяющегося в неоднородной среде, вызывается изменением во времени фазового пути. Поскольку фазовый путь в ионосфере является функцией диэлектрической проницаемости и геометрии траектории нормали к волновому фронту, наблюдаемое смещение частоты может быть обусловлено как изменением свойств среды вдоль траектории, так и изменением геометрического пути волны. Если не учитывать влияние геомагнитного поля, эффекты поглощения и кривизну ионосферы, для доплеровского смещения частоты в приближении геометрической оптики получим:

$$\Delta f = -\frac{2f}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \int \sqrt{\varepsilon[\vec{r}(\sigma)]} d\sigma,$$

где $d\sigma$ элемент длины траектории луча, f – рабочая частота.

Представим диэлектрическую проницаемость среды в виде суммы регулярной составляющей ε_0 , описывающей модель плоскостлой ионосферы, и флуктуационной части $\varepsilon_1(x, y, z, \tau)$ с нулевым средним, и будем считать зависимость регулярной ε_0 от времени медленной по сравнению с масштабом изменения неоднородностей $\varepsilon_1(x, y, z, \tau)$. Тогда, применяя метод возмущений, считая малым параметр $\sigma_\varepsilon = \sqrt{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}$, для флуктуаций доплеровского смещения частоты имеем:

$$f_1 = -\pi \frac{f}{c} \int \frac{\partial \varepsilon_1 / \partial \tau}{\sqrt{\varepsilon_0}} d\sigma. \quad (1)$$

В выражении (1) интегрирование ведется вдоль “невозмущенной” траектории луча. Выберем в качестве модели регулярного плоскостлоистого слоя линейную зависимость диэлектрической проницаемости от высоты z , $\varepsilon_0 = 1 - z/z_1$ где z_1 – размер регулярного градиента (высота слоя). Если плоскость распространения $(x, 0, z)$, а угол падения θ_0 , то уравнение траектории луча имеет вид параболы, которую удобно записать в параметрической форме:

$$\begin{aligned} x(t) &= x_{ex} + \Delta(1+t) \\ z(t) &= z_m(1-t^2) \end{aligned}, \quad t \in [-1; 1], \quad (2)$$

с переменной $t = \pm \cos^{-1} \theta_0 \sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2 \theta_0}$. Здесь $z_m = z_1 \cos^2 \theta_0$, $\Delta = 2z_1 \sin \theta_0 \cos \theta_0$ – координаты поворота луча, x_{ex} – точка входа луча в среду. Тогда

пространственно-временная функция корреляции доплеровского смещения частоты на выходе после отражения волны от линейного слоя имеет вид:

$$\begin{aligned} & \langle f_1(x_{\text{ex}1}, y_1, z=0, \tau_1) f_1(x_{\text{ex}2}, y_2, z=0, \tau_2) \rangle = \\ & = B_f(x_{\text{ex}2} - x_{\text{ex}1}, y_2 - y_1, z=0, \tau_2 - \tau_1) = \\ & = 4\pi^2 \frac{f^2}{c^2} z_1^2 \cos^2 \theta_0 \int_{-1}^1 dt_1 \int_{-1}^1 \frac{\partial^2 B}{\partial \tau_1 \partial \tau_2} dt_2 . \end{aligned} \quad (3)$$

Рассмотрение проведем для двух моделей высотной зависимости электронной концентрации ионосферы. В первой модели постоянна по высоте дисперсия абсолютной электронной концентрации $\langle N_1^2 \rangle = \text{const}$, во второй – дисперсия относительной электронной концентрации $\langle \delta N^2 \rangle = \langle (N_1/N_0)^2 \rangle = \text{const}$. Временные изменения в функции корреляции диэлектрической проницаемости B_ε учтем в рамках гипотезы о замороженной турбулентности и будем считать, что имеет место горизонтальный дрейф неоднородностей со скоростью $V = \text{const}$ вдоль оси x .

Если для пространственно-временного коэффициента автокорреляции R_ε случайного поля диэлектрической проницаемости принять изомерность с гауссовой формой и характерным масштабом неоднородностей a :

$$R_\varepsilon(x, y, z, \tau) = \exp\left\{-\frac{(x - V\tau)^2 + y^2 + z^2}{a^2}\right\},$$

то для функции автокорреляции доплеровского смещения частоты на выходе из слоя можно найти для первой модели:

$$\begin{aligned} B_f^{(1)}(\rho, \eta, z=0, \tau) &= \frac{2\pi^2 \sigma_\varepsilon^2 N N_m V^2}{\lambda^2} \exp\{-\eta^2\} \int_{-1}^1 dt_1 \int_{-1}^1 dt_2 \left\{ 1 - 2 \left[\rho + N_m \text{tg} \theta_0 (t_2 - t_1) - \frac{\tau}{\tau_0} \right]^2 \right\} \times \\ & \times \exp\left\{-\left[\left(\rho + N_m \text{tg} \theta_0 (t_2 - t_1) - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 + \frac{1}{4} N_m^2 (t_2^2 - t_1^2)^2 \right]\right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

здесь параметры $N = 2z_1/a$, $N_m = 2z_m/a$ характеризуют относительную двойную толщину слоя при нормальном и наклонном отражении, соответственно, $\rho = (x_{\text{ex}2} - x_{\text{ex}1})/a$, $\eta = (y_2 - y_1)/a$, $\tau_0 = a/V$.

Аналогичное выражение для второй модели имеет вид:

$$B_f^{(2)}(\rho, \eta, z=0, \tau) = \frac{2\pi^2 \langle \delta N^2 \rangle N_m^2 V^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^2} \exp\{-\eta^2\} \int_{-1}^1 dt_1 (1 - t_1^2) \times$$

$$\times \int_{-1}^1 dt_2 (1-t_2^2) \left[1 - 2 \left(\rho + N_m t g \theta_0 (t_2 - t_1) - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ - \left[\left(\rho + N_m t g \theta_0 (t_2 - t_1) - \frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 + \frac{1}{4} N_m (t_2^2 - t_1^2)^2 \right] \right\}$$

Результаты численного анализа полученных решений для конкретных значений параметров выбранных моделей представлены на рисунках. Графикам соответствуют следующие значения параметров, выбранных на основе известных в практике ионосферных экспериментальных данных: скорость дрейфа $V=300$ м/сек., $N=25$ ($z_1 = 100$ км, $a = 8$ км), $N=40$ ($z_1 = 100$ км, $a = 5$ км); $\lambda = 100$ м.

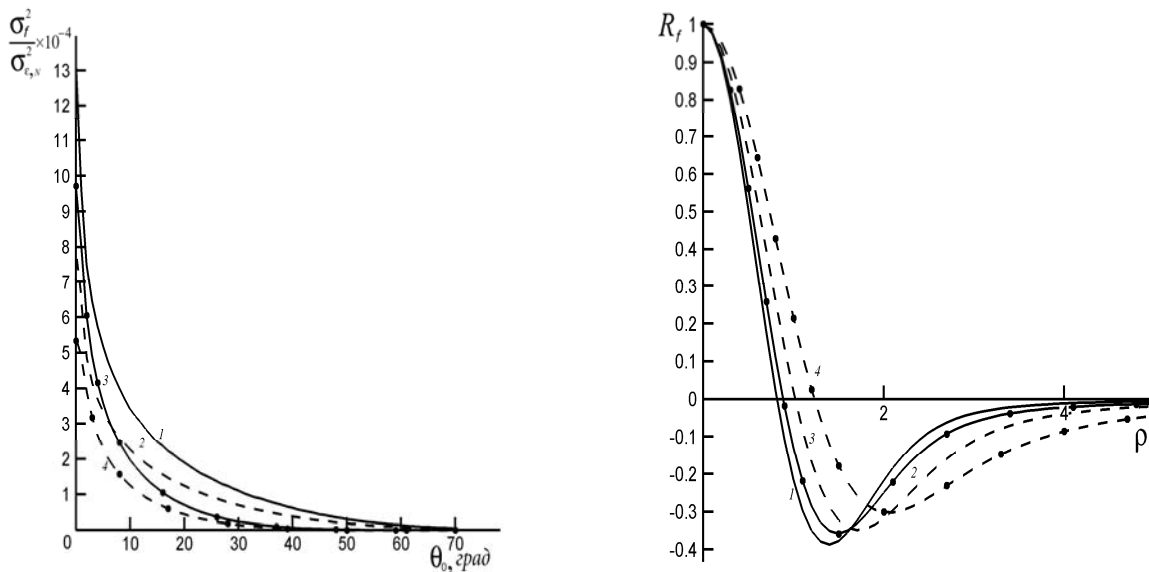


Рис. 1. Зависимость относительной дисперсии флуктуаций доплеровского смещения частоты для двух моделей возмущенной области от угла падения волны на слой.

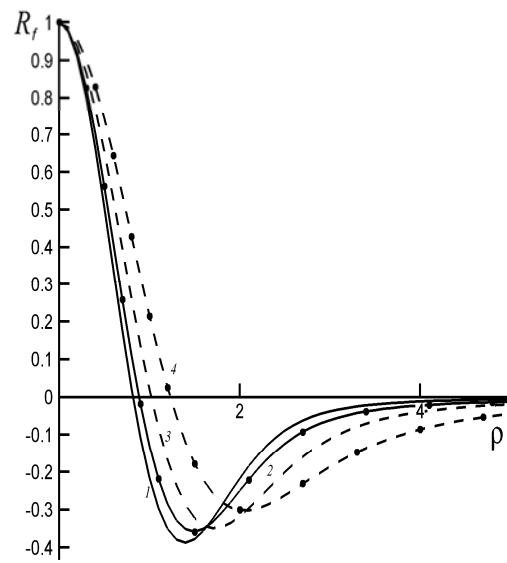


Рис. 2. Коэффициенты автокорреляции доплеровского смещения частоты в плоскости падения для двух моделей возмущенной области.

На рис. 1 приведены зависимости дисперсий доплеровского смещения частоты, нормированных на дисперсию диэлектрической проницаемости для первой модели и на дисперсию относительной электронной концентрации для второй модели, от угла падения волны на слой. Сплошные кривые соответствуют значению параметра $N=40$, пунктирные – $N=25$. Кривые 1 и 2 относятся к первой модели. 3,4 – ко второй. Максимальное значение указанных дисперсий для всех приведенных кривых имеет место при вертикальном зондировании, при увеличении угла падения наблюдается сильное спадание кривых. Так, для кривой 1 значения относительных дисперсий равны 13,16 для $\vartheta_0=0$, 3,42 для $\vartheta_0=10^\circ$,

0,70 – для $\vartheta_0 = 30^\circ$. Если принять для дисперсии диэлектрической проницаемости значение $\sigma_\varepsilon^2 = 10^{-6}$, то для стандарта флуктуаций доплеровского смещения частоты при вертикальном зондировании и первой модели можно найти $\sigma_f = 0,36$ Гц ($N=40$), $\sigma_f = 0,27$ Гц ($N=25$). Отметим, что эти величины согласуются с измеряемыми данными.

На рис. 2 представлена структура пространственных коэффициентов корреляции флуктуаций доплеровского смещения частоты для случая, когда точки наблюдения разнесены по оси x в плоскости падения. Кривые построены при $N=25$ и углов падения $\vartheta_0 = 10^\circ$ (сплошные) и $\vartheta_0 = 30^\circ$ (пунктирные). Кривые 1,3 относятся к первой модели, 2,4 – ко второй. Как видно, наряду с положительными значениями коэффициенты корреляции принимают отрицательные, а затем плавно стремятся к нулю при увеличении расстояния между точками наблюдения. Если точки наблюдения разнесены по оси y (перпендикулярно плоскости падения), то пространственный коэффициент корреляции определяется коэффициентом корреляции диэлектрической проницаемости, то есть гауссоидой с шириной a . Различие в структуре коэффициентов корреляции в плоскости падения и перпендикулярно ей, свидетельствует об анизотропии флуктуаций доплеровского смещения частоты при рассеянии на изотропных неоднородностях в регулярно неоднородном слое. Заметим также, что, как видно из формул (4,5), структура временных коэффициентов корреляции для тех же параметров ионосферного слоя имеет такой же вид, как приведено на рисунке 2, если по оси абсцисс отложить относительное время τ/τ_0 .

При этом радиус корреляции по оси x связан со временем корреляции τ_k соотношением $\rho_k = V\tau_k$.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Дэвис Радиоволны в ионосфере. Изд. «Наука». 1973.
2. А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько. Радиотехника и электроника. Т. 54. № 5. С. 586-590. 200

ПОДЩЕЛЕВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО
СВЕРХПРОВОДНИКА $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ В ПОЛЯРИЗАЦИИ
ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО CuO ПЛОСКОСТЯМ

А.А. Воронков^{1,2}, Б.П. Горшунов², S. Tajima³, S. Miyasaka³

¹ Московский физико-технический институт

² Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

³ Osaka University

Voronkov3@yandex.ru

С применением субмиллиметрового ЛОВ-спектрометра [1] выполнены первые прямые измерения спектров проводимости $\sigma(\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon'(\nu)$ монокристалла состава $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x=0.125$, температура сверхпроводящего перехода $T_c=38\pm 1$ К) в ориентации, когда вектор электрического поля излучения E параллелен кристаллографической оси c (перпендикулярен CuO плоскостям). Спектры измерены на частотах $\nu=9 - 40$ см⁻¹ и при температурах 5 К - 300 К, то есть как в нормальной, так и в сверхпроводящей фазах. Образец был приготовлен в виде плоскопараллельной пластинки с толщиной $d=25$ мкм.

В нормальной фазе проводимость и диэлектрическая проницаемость практически не зависят от частоты. При охлаждении проводимость слабо уменьшается, от $\sigma\approx 6$ Ом⁻¹см⁻¹ при 300 К до $\sigma\approx 5$ Ом⁻¹см⁻¹ при 45 К, а диэлектрическая проницаемость практически не изменяется. В сверхпроводящей фазе в области низких частот (ниже 20 см⁻¹) в спектрах проводимости наблюдается значительное остаточное поглощение, аналогичное остаточному поглощению в высокотемпературных сверхпроводящих купратах в поляризации, когда вектор E электрического поля лежит в плоскостях CuO [2,3]. Кроме того, в сверхпроводящей фазе в спектрах проводимости обнаружено возбуждение резонансного типа, частота которого зависит от температуры и изменяется от 27 см⁻¹ при 30 К до 39 см⁻¹ при 22 К. Мы полагаем, что возбуждение представляет собой поперечный джозефсоновский плазмон, наблюдавшийся ранее в соединении $T^*-SmLa_{2-x}Sr_xCuO_4$ [4], содержащем две (на элементарную ячейку) различного типа изолирующие прослойки между сверхпроводящими плоскостями CuO . Возникновение поперечного плазмона в $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ мы связываем со страйповой структурой соединения при $x=1/8=0.125$, приводящей к неэквивалентности изолирующих слоёв между CuO -плоскостями [5].

На основании данных по диэлектрической проницаемости рассчитаны температурные зависимости плазменной частоты сверхпроводящего

конденсата и концентрации куперовских пар, а также лондоновской глубины проникновения излучения.

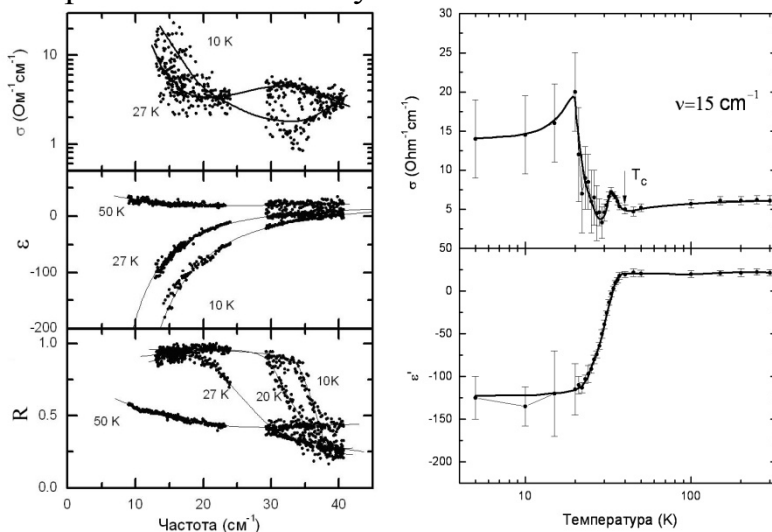


Рис. 1. Слева: частотные зависимости проводимости (вверху), диэлектрической проницаемости (в центре) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$, а также рассчитанного на их основе коэффициента отражения (внизу) при разных температурах. Справа: температурная зависимость проводимости (вверху) и диэлектрической проницаемости (внизу) $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ на частоте 15 cm^{-1} (450 ГГц). Поляризация $E||c$.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах".

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor, A. Prokhorov, A. Mukhin, M. Dressel, S. Uchida, A. Loidl // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 2005. V. 26, N.9. P.1217-1240.
2. S. Tajima, Y. Fudamoto, T. Kakeshita, B. Gorshunov, V. Zelezny, K.M. Kojima, M. Dressel, S. Uchida. // Phys. Rev. B.2005. V. 71, 094508.
3. D. N. Basov, T. Timusk // Reviews of modern physics.- 2005.- V.77.- P. 721-779.
4. T. Kakeshita, S. Uchida, K.M. Kojima, S. Adachi, S. Tajima, B. Gorshunov, M. Dressel // Phys. Rev. Lett.-2001.- V. 86, N. 18, p.4140-4143.
5. S.V. Dordevic, S. Komiya, Y. Ando and D. N. Basov// Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. N. 16. 167401

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЩЕЛИ
В СПЕКТРАХ ПРОВОДИМОСТИ $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$

А. Воронков¹, Б. Горшунов¹, В.С. Ноздрин¹, D. Wu², P. Kallina², K. Iida³,
S. Haindl³, F. Kurth³, L. Schultz³, B. Holzapfel³, M. Dressel², Е.Г. Максимов⁴

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

² *1.Physikalisches Institut, Universität Stuttgart*

³ *IFW Dresden, Institute for Metallic Materials*

⁴ *Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН*

Voronkov3@yandex.ru

С применением терагерцовой ЛОВ-спектроскопии [1], инфракрасной Фурье-спектроскопии и оптической эллипсометрии выполнены измерения широкодиапазонных (частоты от $\nu=4 \text{ см}^{-1}$ до $35\,000 \text{ см}^{-1}$) спектров проводимости $\sigma(\nu)$ и диэлектрической проницаемости $\epsilon'(\nu)$ сверхпроводника семейства пниктидов железа состава $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$. Образец представлял собой плёнку толщиной 90 нм, нанесённую на подложку состава $(\text{La,Sr})(\text{Al,Ta})\text{O}_3$ [2]. Температура сверхпроводящего перехода $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ составляла $T_c=20 \text{ К}$. Экспериментальные спектры представлены на Рис.1. В нормальной фазе в спектрах присутствуют три компонента: два друдевских вклада, которые мы связываем с откликом носителей, принадлежащих двум группам зон, и два пика (на частотах $4\,400 \text{ см}^{-1}$ и $21\,000 \text{ см}^{-1}$), обусловленных межзонными электронными переходами. При охлаждении параметры одной из друдевских компонент остаются практически неизменными, в то время как носители тока второй компоненты обнаруживают ферми-жидкостную температурную зависимость частоты релаксации $\gamma \sim T^2$ [3]. С переходом в сверхпроводящее состояние, при температурах $T < T_c$, наблюдается падение динамической проводимости, до нулевых значений при $T=5 \text{ К}$ и $\nu \leq 30 \text{ см}^{-1}$, свидетельствующее об открытии сверхпроводящей щели $2\Delta=(3.7 \pm 0.3) \text{ мэВ}$, $2\Delta/T_c=2.1 \pm 10\%$ и об отсутствии полюсов параметра порядка. При самых низких (5 К) температурах спектры $\sigma(\nu)$ и $\epsilon'(\nu)$ удовлетворительно описываются в рамках модели БКШ. В то же время при $5 \text{ К} < T < T_c$ на частотах $\nu \leq 30 \text{ см}^{-1}$ поглощение (проводимость) существенно превышает значения, полученные при расчётах в рамках модели БКШ. Причиной расхождения может быть наличие второй сверхпроводящей щели (во второй зоне) большей величины и проявляющейся на более высоких частотах. Рассчитаны параметры нормальной и сверхпроводящей электронных компонент: частота релаксации, плазменные частоты и глубина проникновения магнитного поля.

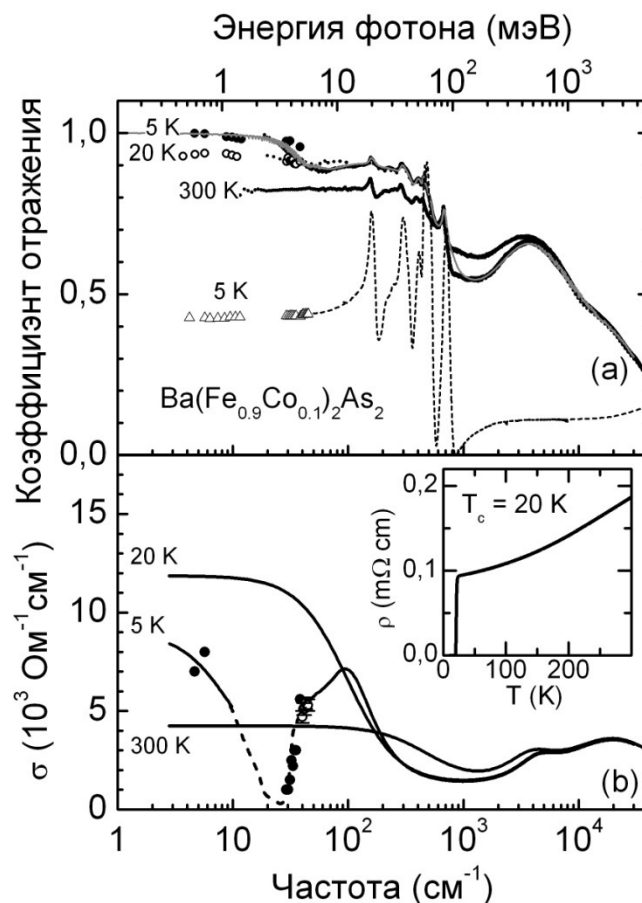


Рис.1. Панорамные спектры коэффициента отражения (а) и проводимости (b) $\text{Ba}(\text{Fe}_{0.9}\text{Co}_{0.1})_2\text{As}_2$ при различных температурах. На вставке - температурная зависимость сопротивления на постоянном токе. Точками отмечены данные полученные с помощью ЛОВ-спектрометра [1]. Пунктир на панели (а) – коэффициент отражения подложки $(\text{La,Sr})(\text{Al,Ta})\text{O}_3$ без плёнки.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Отделения физических наук РАН "Сильно коррелированные электроны в твердых телах и структурах".

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.П. Горшунов, А.А. Волков, А.С. Прохоров, И.Е. Спектор. // Физика Твёрдого Тела. 2008. Том 50. Вып. 11. Стр. 1921-1932.
2. К. Iida, J. Hanisch, R. Nuhne, F. Kurth, et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. **95**. 192501.
3. D.Wu, N. Barišić, P. Kallina, A. Faridian, B. Gorshunov, et al. // Phys. Rev. B, 2010. V.81. 100512(R).

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КВАНТОВОМ РУЛОНЕ

Ю.А. Гришина, Г.А. Сыродоев, М.В. Вязовский
 Волгоградский Государственный Педагогический Университет
www.johko2003@bk.ru

В последнее время активно используется комбинационное рассеяние электромагнитных волн (ЭМВ) для изучения свойств элементарных возбуждений в различных наноструктурах. Современный уровень технологии позволяет создавать квантовые рулоны с 10 и более ямами в радиальном направлении. В случае узких потенциальных барьеров волновые функции электронов в соседних потенциальных ямах перекрываются, в результате чего в радиальном направлении разрешенные зоны разделяются на более узкие разрешенные и запрещенные минизоны. Особенности минизонного спектра будут влиять на процессы рассеяния электромагнитных волн, поляризованных в радиальном направлении. Рассмотрим многофотонное рассеяние света, распространяющегося вдоль оси симметрии рулона на оптических фононах. Геометрия задачи приводит и к особенностям фононного спектра. Помимо объемных фононных мод появляются и другие, например интерфейсные, поэтому несколько меняется и характер электрон-фононного взаимодействия, что приведет к возникновению дополнительных особенностей на графике зависимости сечения рассеяния от частоты излучения. Электрон-фотонное взаимодействие будем описывать в рамках метода эффективного гамильтониана $\hat{H}^{v(c)} = \varepsilon^{v(c)}(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c}\mathbf{A}(t)) - \varepsilon^{c(v)}(\hat{\mathbf{p}})$. С учетом найденной в третьем порядке теории возмущений вероятности составного перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости при поглощении m_1 фотона частоты ω_1 и испускании m_2 фотонов частоты ω_2 и фонона частоты ω_0

запишем выражение для сечения рассеяния $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m_1} \frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega}$,

где
$$\frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega} = g \sum_{m_2} \left(\frac{1}{m_1 \hbar \omega_1 + \hbar \omega_0} + \frac{1}{m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0} \right)^2 \frac{J_{m_1}^2(b_1) J_{m_2}^2(b_2) \hbar \gamma_0 / 2}{(m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_0^2 / 4}.$$

Численный анализ выражения показывает, что в случае слабых полей преобладают однофотонные процессы. На графике зависимости сечения рассеяния от частоты ω_2 видно появление «дырки» в спектральной зависимости вблизи частоты фонона ω_0 , что объясняется резонансной генерацией фононов. Эту особенность можно использовать для установления значения характерной частоты фононной моды. При увеличении напряженности электрического поля падающей волны на графике полного сечения рассеяния в зависимости от безразмерной

энергии падающего $w_1 = \hbar\omega_1/\varepsilon_g$ и рассеянного $w_2 = \hbar\omega_2/\varepsilon_g$ излучения начинают превалировать пики, связанные с многофотонными процессами. Многофотонность начинает проявляться в менее сильных полях по сравнению с однородными полупроводниками.

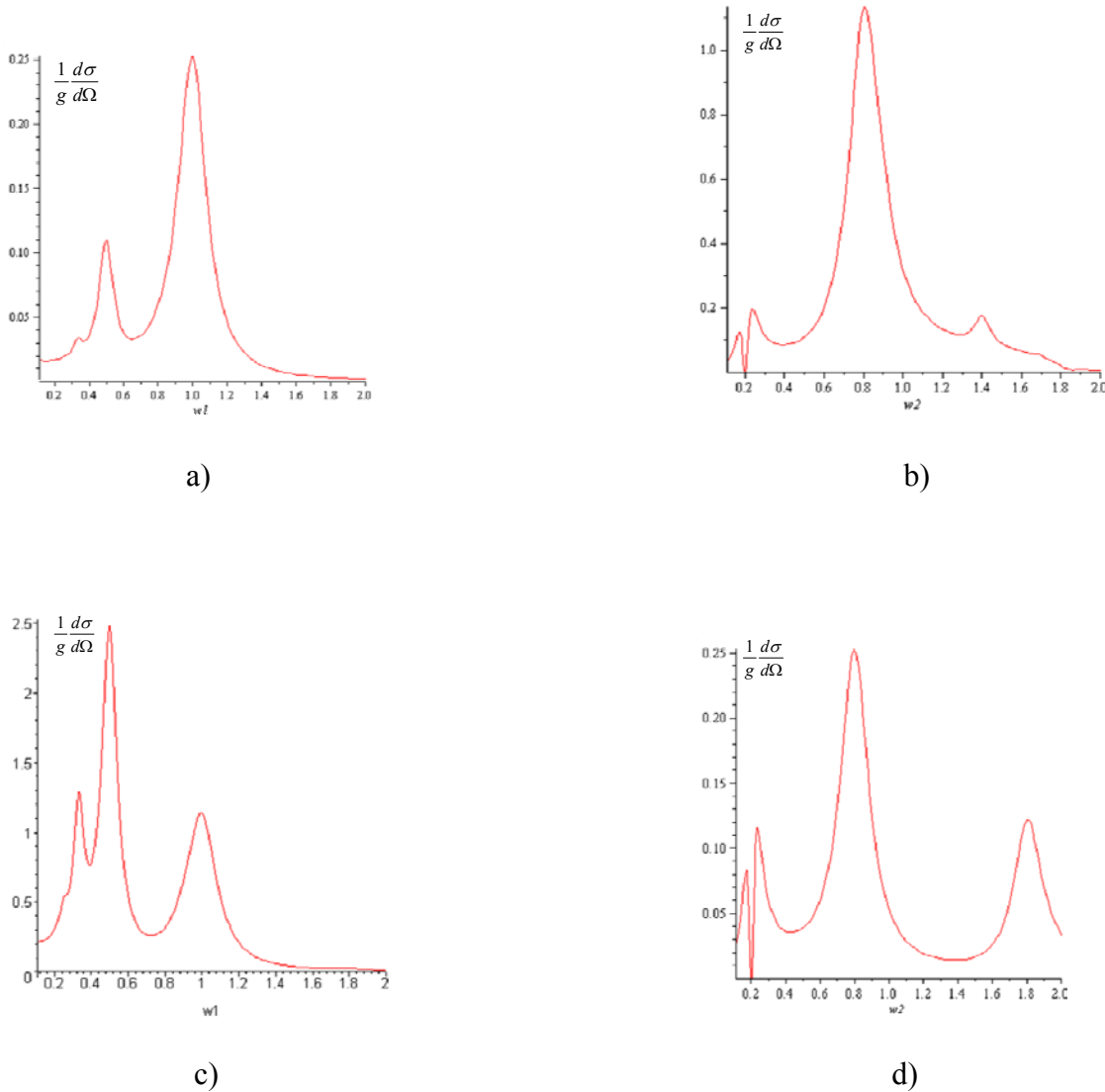


Рис. 1. Полное сечение рассеяния в зависимости от безразмерной энергии падающего $w_1 = \hbar\omega_1/\varepsilon_g$ (b, d) и рассеянного $w_2 = \hbar\omega_2/\varepsilon_g$ (a, c) излучения при $eE_1d/\hbar\omega_1 = 2$ (a, b) и при $eE_1d/\hbar\omega_1 = 3$ (c, d).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Cardona, P.Yu. Fundamentals of semiconductors. Springer, 1999.
2. Nobile C., Fonoberov V. A., Kuderer S., A. Della Torre, etc Confined optical phonon modes in aligned nanorod arrays detected by resonant inelastic light scattering, Nano Letters, 2007 Vol. 7. No. 2. P. 2239.

ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИОНАЛЬНОГО МОНИТОРИНГА АТМОСФЕРНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ ПО ДАНЫМ НАЗЕМНЫХ GPS-СЕТЕЙ

В.И. Захаров, В.Е. Куницын

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, кафедра атмосферы
atm5571@phys.ms.ru

На верхнюю атмосферу и ионосферу Земли оказывают свое влияние значительные группы процессов, протекающих как в околоземном космическом пространстве, так и в нижней атмосфере, в системе литосфера-атмосфера. Механизмы передачи атмосферных воздействий на ионосферные высоты до конца не изучены. Волновой перенос энергии является, пожалуй, наиболее эффективным, но не единственным, механизмом, в котором рассматривают распространяющиеся вверх, от поверхности Земли генерируемые внутренние атмосферные волны.

Отклик ионосферно-термосферной системы на внешние воздействия может быть также связан и с различными достаточно крупными атмосферными явлениями, такими как грозовая активность, тропические циклоны, тайфуны, торнадо и т.п. [1]. Однако в каждом конкретном случае вопрос о существовании и детектировании отклика решается по-разному.

В работе проведен анализ волновых атмосферно-ионосферных проявлений нескольких крупнейших атлантических циклонов (тайфунов) периода 2004-2009 г.г. - IVAN, KATRINA, RITA, WILMA, DEAN, IKE [2]. На рис. 1 приведены траектории движения указанных циклонов. Все они (кроме урагана IKE, оказавшегося самым крупным по размерам синоптического вихря) относятся к крупнейшей, 5 категории по шкале Саффира-Симпсона.

В последние пятнадцать лет активно развиваются технологии дистанционной диагностики ионосферы с помощью сигналов спутниковой радионавигационной системы GPS. Идеология такого мониторинга была предложена довольно давно [3]. Созданные глобальные наблюдательные GPS-сети дают новые возможности обнаружения ионосферных возмущений метеорологического происхождения в заданном регионе.

Так, использование сигналов навигационной системы GPS позволяет выделять возмущения в ионосфере на фоне регулярных изменений в этой среде на основе фазовых измерений [3-6], регистрируемых наблюдательной GPS-сетью. Идея метода основана на использовании комбинации регистрируемых параметров L1 и L2 в виде

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

где STEC - наклонный (по лучу зондирования) интеграл электронного содержания TEC (Total Electron Content), определенный с ошибкой err_I .

Наклонный TEC определяется как

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

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 [м], δL - ошибка фазовых измерений и $const$ - неопределенность разности фаз наблюдений на разных частотах. Данные [3,4] показывают, что в системе GPS ошибка в определении изменения ТЕС не превышает 1% (при неопределенном начальном значении). Временное разрешение основной массы регистраций составляет 30 сек, что позволяет исследовать атмосферные процессы соответствующих периодов. Ряды ТЕС фильтруются для получения отклонений от средних значений. Величина окна фильтра подбирается экспериментально и составляет от 5 мин.

В работе использована и производная регистрируемой фазы частоты L1, поскольку у нее меньше фазовый шум, а амплитуда излучаемого на этой частоте сигнала системы GPS больше, чем у второй рабочей частоты.

Дальнейшие шаги обработки обоих параметров полностью аналогичны – на основе корреляционной обработки в навигационном сигнале определяют отклик во времени наблюдения от неоднородных структур в средах. Подчеркнем, что речь идет не о регулярных параметрах сред, а именно об их неоднородных структурах и параметрах их движения (направлении и векторе скорости). Поскольку шумовые колебания маскируют «полезный сигнал» ионосферного отклика и амплитуда исследуемого сигнала соизмерима с амплитудой фоновых шумовых колебаний, то крайне важна разработка специальных методик анализа и фильтрации полезного сигнала на уровне шумов при наличии сбоев [5].

В работе проводится детальный анализ гео- и гелиомагнитной обстановки во время действия рассматриваемых циклонов с целью учесть ее проявления в атмосфере от проявлений, связанных с изучаемыми феноменами.

Идея формирования наблюдательной сети [3,4] заключается в отборе станций, квазиравномерно заполняющих регион мониторинга. В случае с атмосферными феноменами, обычно зарождающимися и развивающимися над океанами, этот подход связан с очевидными трудностями.

Регион мониторинга в работе имеет размеры более чем $30^\circ \times 30^\circ$ и составляет по площади свыше 5 млн. км². Нами отобраны и проанализированы данные с 92 станций сети IGS – см. рис. 1, географически расположенных вокруг Мексиканского залива и севернее, на территории США. Топология сети такова, что несколько станций взято на п. Флорида и на латиноамериканском побережье Мексиканского залива.

Станции крайне неравномерно расположены в регионе, расстояния между ними в некоторых ячейках значительно превосходят 100 км; во

время прохождения урагана неоднократно отмечались сбои в работе или станции вообще не предоставляли данных. Поэтому нами обрабатывалось избыточное число данных, чтобы получать оценки для не менее чем 30 измерительных ячеек.

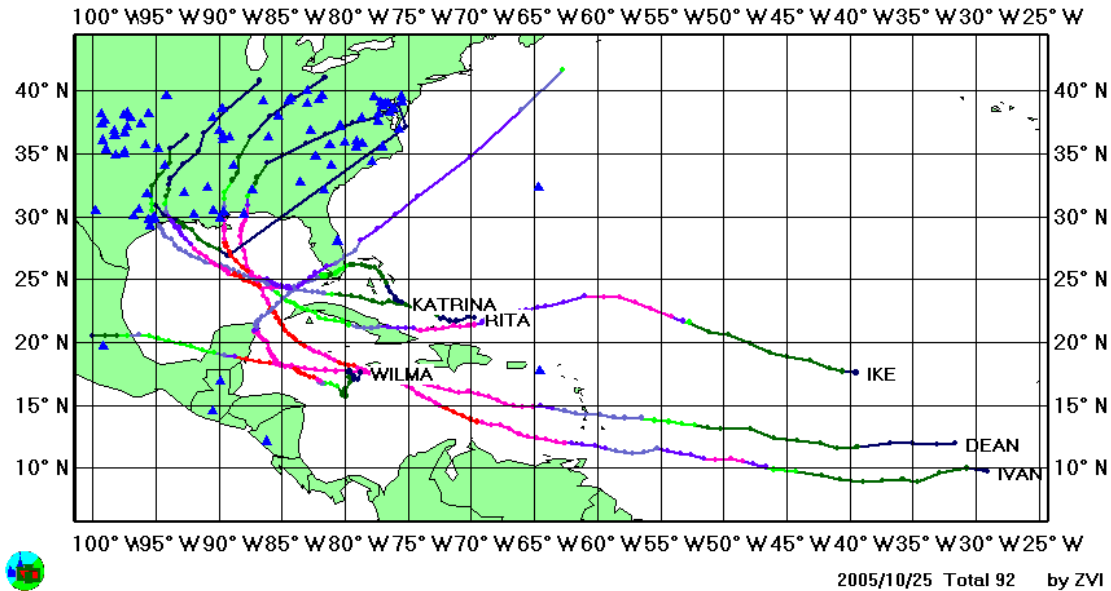


Рис. 1. Расположение наблюдательных станций в регионе (треугольники) и треки всех обработанных в регионе событий – наиболее крупных ураганов периода 2005-2009 г.г.

Выбранная топология позволяет получить информацию о локализации и параметрах движения волновых структур. В анализе использованы данные общей продолжительностью 75 дней. Полученные результаты носят обзорный характер, но отражают ряд общих тенденций проявления атмосферных возмущений на ионосферных высотах.

Впервые на статистически значимом уникальном материале показано, что волновые структуры, детектированные методом GPS-интерферометрии на выбранной наблюдательной сети, редко непосредственно связаны с ядром (глазом) циклона. Структуры, соответствующие пространственному положению глаза циклона, выделяются довольно редко.

Значительно чаще при GPS – мониторинге выделяются структуры, связанные с областями орографических возмущений. Например, возможна генерация волновых возмущений от береговой линии при ее обтекании воздушными массами, захваченными циклоном, например, побережьем Гондураса и Никарагуа или областью горного массива Аппалачи.

Показано, что возбуждение волновых структур наиболее эффективно проходит при большой скорости развития циклона. Также при этом резко меняется структура спектра волновых возмущений – уменьшается параметр спада, что совпадает с проявлениями в волновом спектре ионосферных магнитных бурь.

Волновые структуры, порожденные циклоном, часто имеют компоненту скорости, совпадающую с направлением его движения. Так, обычно в этом районе детектируются волновые структуры с направлением распространения с севера на юг и юго-восток. В период мощного циклона возникает северная и восточная компоненты распространения волн, причем ряд возмущений двигается строго на север или восток).

Итак, получено, что циклон оказывает значительное влияние на режимы генерации и распространения волновых структур в ионосфере и использование GPS сетей позволяет выявлять это влияние. Ясно, что наблюдаемые явления связаны с возбуждением акустико-гравитационных волн в нижней атмосфере и их распространением до ионосферных высот. Частоты возбуждаемых колебаний совпадают с собственными частотами свободных колебаний атмосферы, что затрудняет их выделение и интерпретацию полученных результатов на фоне собственных волновых структур в системе геосфер.

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009 - 2013 годы, Госконтракт П167.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилов А.Д., Казимировский Э.С., Вергасова Г.В., Хачикян Г.Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. Гидрометеоиздат, Ленинград, 1987.
2. <http://weather.unisys.com/hurricane>, <http://www.stormpulse.com>
3. Hoffmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Collins J. Global Positioning System : Theory and Practice. N.-Y.: Springer-Verlag Wien, 1992. p. 1061.
4. Афраймович Э.Л., Перевалова Н.П. GPS- мониторинг верхней атмосферы Земли. Иркутск, СО РАМН. 2006. 480с.
5. Захаров В.И., Зиенко А.С. Метод статистического анализа вейвлет-спектров ионосферных сигналов системы GPS. // Вестник МГУ, сер.3 - Физика, Астрономия. 2007. N2. С. 44-49.
6. Захаров В.И., Зиенко А.С., Куницын В.Е. Распространение радио сигналов GPS при различной солнечной активности. // Эл.магн. волны и электронные системы. 2008. N 8. с. 51-57.

НАБЛЮДЕНИЕ ТЕРРАГЕРЦОВОГО СВЕЧЕНИЯ СПИН-ИНЖЕКЦИОННОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев, Э.М. Эпштейн
ФирЭ им. В.А.Котельникова РАН

Ранее рассматривалась [1] возможность генерирования электромагнитных колебаний ТГц диапазона волн в устройствах спинтроники - магнитных переходах, представляющих собой многослойную структуру, состоящую из тонких магнитных пленок нанометровой толщины, разделенных немагнитным слоем. Как показано в [2] при антипараллельной ориентации намагниченности пленок и пронизывания их током с плотностью более 10^8 А/см² в одной из них образуется инверсная заселенность энергетических подуровней. При переходе избыточных электронов с высокого энергетического подуровня на низкий и изменении при этом их спиновой поляризации возможно получение электромагнитного излучения (аналогично лазерному эффекту) на частоте ν . Обычно, требуемые плотности тока в магнитных переходах получают при малых значениях тока (десятки мкА) за счет малости поперечных размеров переходов (десятки нм).

На основе результатов работы [3], в предлагаемой работе использовался спин-инжекционный излучатель (см. рис 1), состоящий из магнитомягкой пермаллоевой пленки толщиной (1) $\Delta \sim 10$ нм, нанесенной на диэлектрическую подложку (2) и токоподводящего стержня (3) с острием диаметром $d \sim 10$ мкм, выполненного из магнито жесткого материала, закаленной стали. Вторым, токовым электродом была медная пластина (4), к которой с помощью фторопластовой пластины (5), образец прижимался магнитной пленкой. Зонд через отверстие в медной пластине мог контактировать с пленкой (см. рис.1). При контакте зонда с пленкой ток I , подводимый по зонду растекался в плоскости пленки радиально от зонда. При этом плотность тока определялась соотношением

$$j = \frac{I}{\pi d \Delta} \left[\frac{A}{\text{см}^2} \right]$$

Из соотношения видно, что требуемые плотности тока более 10^8 А/см² здесь (в силу малости Δ) могут получаться при относительно больших сечениях контакта (острия зонда), что в свою очередь позволяет пропускать большие токи и упрощает эксперимент.

Помимо требуемой плотности тока работоспособность исследуемого излучателя определяет распределение намагниченности в пермаллоевой пленке относительно намагниченности токоподводящего зонда (спиновой поляризации тока). На основе представлений, полученных из модельных

экспериментов, был сделан предварительный вывод о картине распределения намагниченности. Согласно им зонд имел собственную намагниченность M вдоль своей оси, что приводило к спиновой поляризации тока I . В свою очередь пленка, в силу своей малой коэрцитивности перемагничивалась под действием магнитного поля зонда. При этом часть пленки, прилегающей к поверхности, контактирующей с зондом, за областью контакта, приобретала намагниченность M_1 , направленную против направления намагниченности зонда, а часть, прилегающая к противоположной от зонда поверхности, имела направление намагниченности M_2 по направлению намагниченности зонда. Таким образом, в исследуемой системе можно получить ситуацию, когда спинполяризованные электроны выходящие из зонда в пленку попадают в область с антипараллельно ориентированной намагниченностью, то есть попадают на высокий энергетический подуровень, что, в конечном счете, и может создать в излучателе необходимую нам инверсную заселенность.

Наблюдение свечения излучателя проводилось на специально созданном стенде. Здесь сигнал, прошедший из рабочей зоны (области контакта зонда и пленки) через диэлектрическую подложку и низкочастотный фильтр регистрировался ячейкой Голя. Низкочастотный фильтр представлял собой металлическую сетку с ячейками 125×125 мкм², то есть пропускал сигнал длиной волны короче 250 мкм. Более тонких частотных измерений не проводилось.

Так как при прохождении через излучатель электрического тока он с течением времени нагревался, было проведено сравнение изменения во времени экспериментально регистрируемого свечения со свечением тела, температура которого изменяется во времени. Расчеты проводились без учета теплоотвода по формуле

$$P_{от} \sim (T_0 + \Delta T)^4$$

для различных значений температуры ΔT достигаемых от его нагрева. Здесь T_0 – начальная температура излучателя, ΔT – увеличение температуры при его нагреве током. При сравнении измеренной и рассчитанной величин связь времени разогрева излучателя с изменением его температуры определялось из соотношения

$$t = \frac{mc}{RI^2} \Delta T^0$$

Сравнение показали, что при малом разогреве на начальном отрезке времени измеренная и расчетная кривые с достаточной степенью точности совпадают. Но по мере увеличения теплоотвода с ростом температуры излучателя результаты расходятся. При этом измеренная кривая стремится к некоторому предельному значению интенсивности свечения

соответствующей термодинамическому равновесию, когда температура излучателя становится неизменной.

Были проведены измерения изменения интенсивности свечения во времени для различных направлений прохождения тока (от зонда к медному электроду или обратно). Наблюдения проводились для различных скважностей импульсного тока, то есть для различной средней мощности токового нагрева. На рис. 2 представлены результаты такого наблюдения при скважности 20. Было установлено, что в зависимости от направления тока меняется и предельнодостижимое значение регистрируемой интенсивности свечения. Причем, с увеличением скважности (уменьшения теплового воздействия) разность интенсивностей проявляется в большей степени. Наблюдаемую зависимость вряд ли можно связать с термоэлектрическими эффектами (эффект Пельтье, эффект Нернста-Эттингсхаузена и т.п.), так как для металлов эти эффекты проявляются на уровне долей градуса, в то время как в эксперименте разогрев излучателя достигал 10-15 градусов. Были проведены аналогичные измерения для немагнитного стержня, которые показали независимость интенсивности свечения от направления тока. На основании всего сказанного можно предположить, что зависимость интенсивности свечения от направления тока определяется магнитными свойствами стержня и связано с нетепловым действием тока в системе. Действительно, если регистрируемая интенсивность свечения представляет собой сумму теплового свечения и не теплового, то по мере увеличения скважности (уменьшения средней мощности нагрева) «тепловое» свечение уменьшается, а не теплового остается неизменным. Общая интенсивность уменьшается, но отношение интенсивностей нетеплового и теплового свечений растет. Что и наблюдалось в эксперименте. Природа наблюдаемого эффекта, согласно [3], может быть связана со спиновой инжекцией и инверсной заселенностью в системе. Однако для такого утверждения требуются более детальные измерения свечения. Работа в этом направлении продолжается.

Результаты получены в плане выполнения работ по грантам РФФИ №10-02-00039-а и №08-07-00290.

Авторы благодарят В.Н.Корниенко за участие в обсуждении материала и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kadigrobov A., Ivanov Z., Claeson T., Shekhter R.I., Jonson M., Giant lasing effect in magnetic nanoconductors, *Europhys. Lett.*, v.67(6), 946-954, 2004.
2. Ю.В.Гуляев, П.Е.Зильберман, А.И.Крикунов, А.И.Панас, Э.М.Эпштейн. Письма в ЖЭТФ, т.85, вып.3, с.192-196.
3. Ю.В.Гуляев, П.Е.Зильберман, А.И.Панас, С. Г.Чигарев, Э. М.Эпштейн// Радиотехника и электроника, 2010, том 55, № 6, с1-4

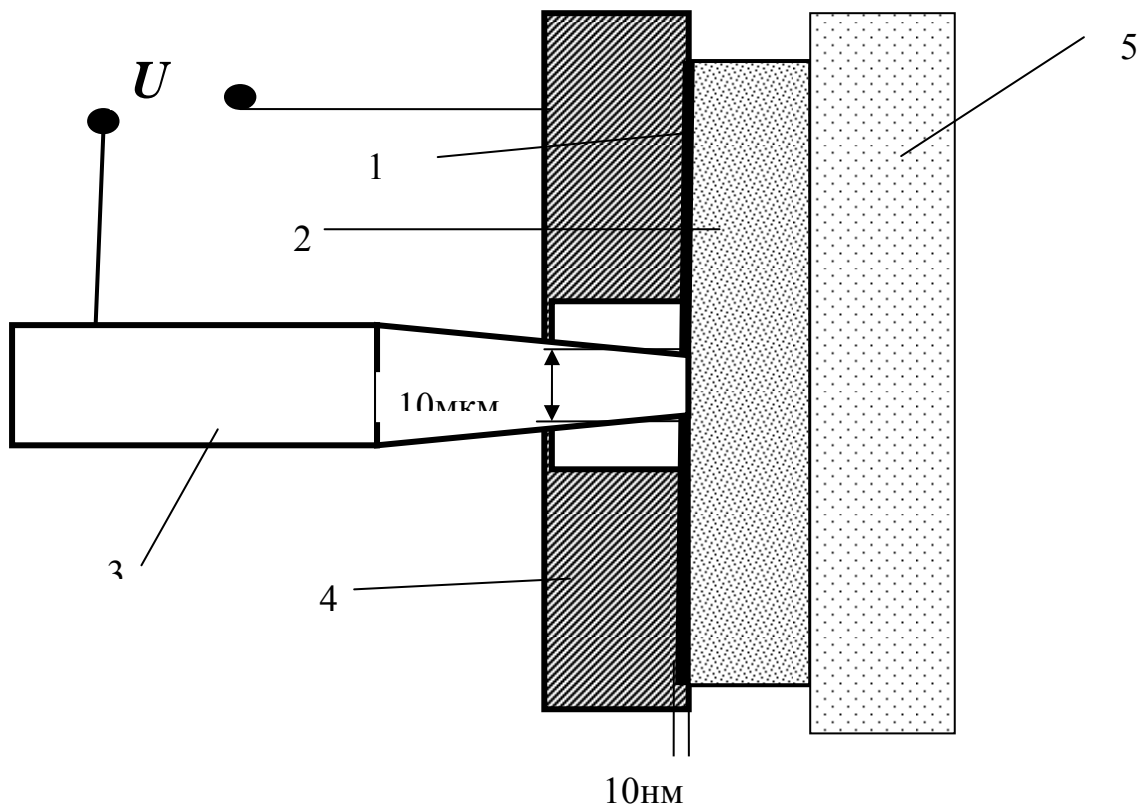


Рис.1

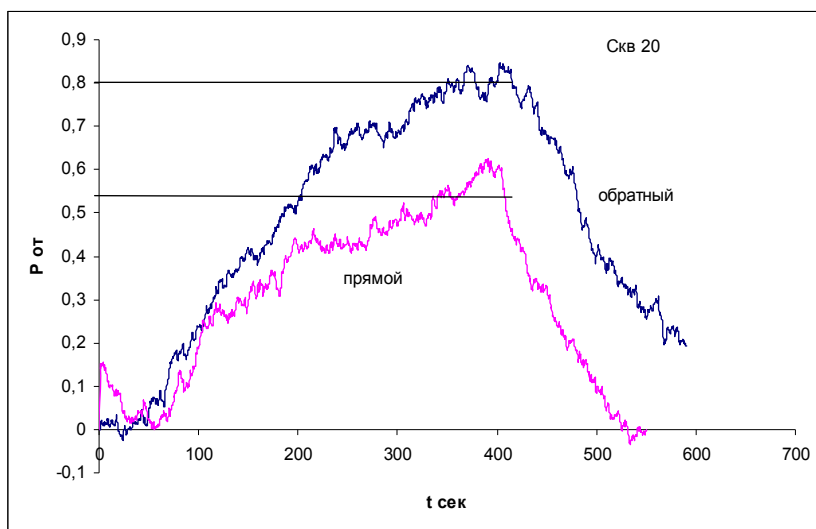


Рис.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАМОРОЖЕННЫХ ЯДЕРНЫХ СПИНОВ В КРИСТАЛЛЕ ГРАНАТА С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ ТУЛИЯ МЕТОДОМ ФОТОННОГО ЭХА

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

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

²Казанский (Приволжский) федеральный университет.

ixtiranov@gmail.com

Фотонное эхо играет важную роль в исследовании оптической дефазировки и спектральной диффузии в твердотельных средах при низких температурах. Дефазировка электронных спинов парамагнитных ионов обуславливает изменение их оптических спектров, вследствие чего в результатах эхо-экспериментов содержится информация о силе взаимодействия ионов допанта с окружающими ионами матрицы и динамике таких процессов. В частности, динамические процессы, связанные с взаимодействиями ионов с другими электронными спинами или ядерными спинами ионов решетки, могут приводить к неэкспоненциальному поведению спадов сигналов фотонного эха.

Точная форма спада эхо-сигнала определяется временной эволюцией спектра когерентным образом приготовленного ансамбля ионов. Часто она может быть описана формулой $I(\tau_{12}) \sim \exp[-(4\tau_{12}/T_M)^x]$, впервые предложенной Мимсом [1] для аналогичной ситуации в электронном спиновом резонансе. Здесь T_M – время фазовой памяти, а x – показатель экспоненты, который зависит от особенностей динамики ядерных спинов.

Во многих случаях неэкспоненциальное поведение объясняется т.н. эффектом «замораживания ядерных спинов» [2]. Рассмотрим дефазировку спинов допанта (группы B), происходящую из-за колебаний магнитного поля, произведенных взаимными («флип-флоп») переворотами спинов решетки (группа A). Можно видеть, что спин A в непосредственной близости от спина B не может совершить переворот совместно с остальными из-за расстройки, следующей, например, из обменного или дипольного взаимодействий. Область спинов, подверженных такой расстройке, называют «замороженным ядром». Этот эффект приводит к существенному уменьшению влияния переворотов спинов ионов решетки на время дефазировки атомов примеси [3]. Особенно ярко он проявляется в случае т.н. суперсверхтонкого предела, когда в образце с низкой концентрацией примеси, при увеличении магнитного поля, спады эха имеют универсальную форму ($x=2,4$) для любого парамагнитного иона [2]. Это связано с тем, что дефазировка вызвана главным образом переворотами спинов, далеких от парамагнитного иона; в данном случае структурные детали решетки проявляются мало.

В данной работе были проанализированы последние эксперименты по наблюдению спадов сигналов фотонного эха на различных парамагнитных

ионах в кристаллических матрицах и численных способов их описания. Наиболее часто используется подход Ху и Хартмана [4]. В их модели «внезапных скачков» спины A (примесные ионы) считаются независимыми, а спины окружающей матрицы B (решеточные) осуществляют случайные переходы между двумя квантовыми состояниями со средней частотой W . Производя пространственное усреднение по спином B , и временное усреднение, они обнаружили, что спад эха имеет неэкспоненциальную форму ($x=2$) когда $Wt \ll 1$, а при $Wt \gg 1$ $x=1/2$. В своих расчетах авторы предположили, что расстояния между спинами A и B изменяются непрерывно и пренебрегли минимальным периодом кристаллической решетки. Данный подход является не вполне корректным в случае дефазировки иона, обусловленной одним лишь ядерным спином. Это хорошее приближение для парамагнитного иона, однако, оно не учитывает эффект замораживания ядерных спинов.

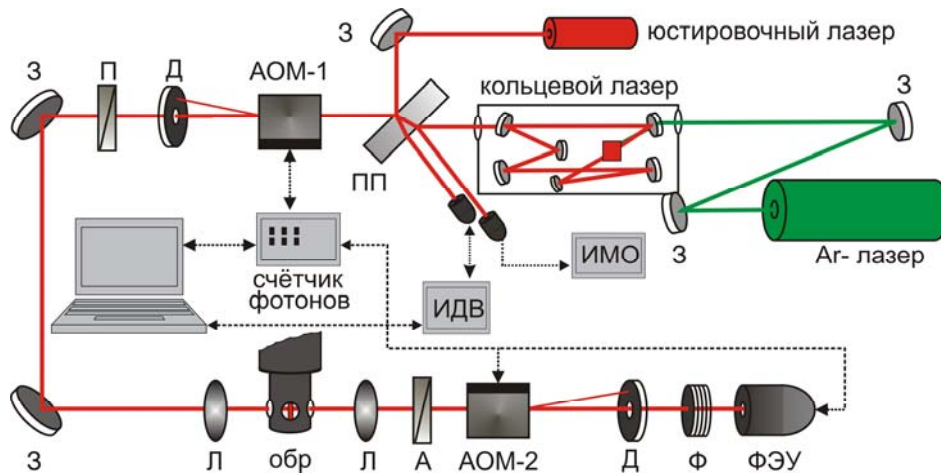


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки «оптический эхо-процессор». Обозначения: З – зеркало со 100%-отражением, ПП – полупрозрачная пластина, Л – линза, Д – диафрагма, Ф – блок ослабителей (светофильтров), П – поляризатор, А – анализатор, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, АОМ – акустооптический модулятор, ИМО – измеритель мощности излучения, ИДВ – спектрометр длин волн, обр – образец в оптическом криостате.

В работе [1] Мимс особо подчёркивает, что из-за большой сложности задачи большинство теорий, описывающих спиновую дефазировку, можно считать лишь оценками по порядку величины. Из анализа Дево с соавторами [5], можно сделать вывод, что существующие теории недостаточно точно описывают структуру центра активации (примесного иона и ближайших к нему ионов решетки (лигандов)). Во многих случаях необходимо проводить численное моделирование. Такие расчеты были выполнены для нескольких образцов, допированных редкоземельными ионами [2,3], которые также обнаруживают неэкспоненциальные спады сигналов фотонного эха.

Вторая часть работы посвящена анализу экспериментов по эхоспектроскопии кристалла алюмо-иттриевого граната, допированного ионами тулия YAG:Tm^{3+} . Исследования различных сигналов фотонного эха в примесном кристалле граната с тулием были выполнены на установке «оптический эхо-процессор» [6,7]. Основным её элементом является непрерывный одночастотный кольцевой титан-сапфировый лазер TIS-SF-07 (TEKHNOSCAN Joint-Stock Company, Новосибирск), накачиваемый аргоновым лазером Ar-5,5-150 (Лазерный центр ИНВЕРСИЯ, Новосибирск). Диапазон перестройки лазера составляет 750–950 нм, выходная мощность на длине волны 800 нм – 1 Вт, спектральная ширина линии излучения – 2 МГц. Последовательность возбуждающих импульсов формируется акустооптическим модулятором АОМ-1. Мощность импульса на образце в криостате составляет 50 мВт. Фотонное эхо излучается в коллинеарной геометрии (в направлении действия возбуждающих импульсов) и проходит через второй акустооптический модулятор. АОМ-2 служит для «выделения» эхо-сигналов и предохранения регистрирующего фотоэлектронного умножителя от засветки мощными возбуждающими импульсами. Специально разработанная система управления и регистрации «Счётчик фотонов» (КГУ, Казань), выполненная в едином портативном блоке, измеряет эхо-сигналы как в режиме счёта одиночных фотонов, так и в режиме накопления сигнала с частотой повторения 1 кГц. Система управления, совмещенная со счётчиком, задаёт необходимые длительности возбуждающих импульсов и временные интервалы между ними, а также временные параметры регистрации эхо-сигналов и число накоплений. К преимуществам установки следует отнести её универсальность. Помимо исследований различных режимов возбуждения фотонного эха, она позволяет проводить эксперименты по оптическому сверхизлучению и люминесценции. Установка даёт возможность возбуждать эхо в узком спектральном диапазоне неоднородно уширенной линии, что может существенно расширить ёмкость запоминающего устройства на основе фотонного эха. Кроме того, данная система позволяет проводить различные операции обработки информации и Фурье-преобразования.

За счёт использования чувствительного метода регистрации впервые была выполнена эхо-спектроскопия образца с очень высоким (по сравнению с обычным) содержанием примесных ионов [7]. Исследовали кристалл YAG:Tm с концентрацией примесных ионов тулия равной 10 ат. % толщиной 250 мкм. Кристалл находился в оптическом криостате (в жидком гелии) при температуре 1,8 К. Сигналы первичного, стимулированного и аккумулярованного эха возбуждали на длине волны 793,15 нм на переходе ${}^3\text{H}_6(1) \rightarrow {}^3\text{H}_4(1)$.

Кривая спада первичного фотонного эха является неэкспоненциальной и описывается уравнением Мимса со следующими

параметрами: $T_M=0,75\pm 0,13$ мкс и $x=1,07\pm 0,25$. Похожий неэкспоненциальный спад наблюдали ранее для слабоконцентрированного YAG:Tm [8]; где его объясняли замораживанием ядерных спинов. Для YAG с низким содержанием ионов тулия ($C=0,17$ ат.%) в нулевом магнитном поле $T_M=75$ мкс и $x=1,5$ [8]. С ростом концентрации ионов примеси среднее расстояние между ними уменьшается, так что области «замораживания спинов» начинают перекрываться и в целом влияние примесных центров на спиновую динамику становится всё более однородным (одинаковым для всех спинов). Значение параметра x уменьшается, стремясь к единице, и спад становится экспоненциальным. В эксперименте с высококонцентрированным кристаллом граната $x=1,07$, то есть спад практически экспоненциальный. Поэтому можно говорить о значительном подавлении эффекта «замораживания ядра» в кристаллах с высокой концентрацией примеси.

Работа выполнена в рамках грантов РФФИ №№ 08-02-00032а и 10-02-00004а) при финансовой поддержке Президиума РАН (Программа «Квантовая физика конденсированных сред») и ОФН РАН (Программы «Фундаментальная оптическая спектроскопия и её приложения» и «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред»).

ЛИТЕРАТУРА

1. W.B. Mims // Phys. Rev. 1968. V. 168. No. 2. P. 370.
2. J. Ganem et. al. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. No 6. P. 695.
3. R.M. Shelby et. al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. No 25. P. 1739.
4. P. Hu, S.R. Hartmann // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. P. 1.
5. R.G. Devoe // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. P. 3125.
6. В.А. Зуйков и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. С. 1780.
7. A.A. Kalachev et. al. // Las. Phys. Lett. 2008. V. 5. No 12. P. 882.
8. R.M. Macfarlane // Opt. Lett. 1993. V. 18. No 22. P. 1958.

КОАКСИАЛЬНЫЙ ШИРОКОПОЛОСНЫЙ ДЕТЕКТОР МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ СВЧ-ИМПУЛЬСОВ НА ЭФФЕКТЕ ГОРЯЧИХ НОСИТЕЛЕЙ

И.Е. Иванов, П.С. Стрелков, Д.В. Шумейко

*Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им.
А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН)*

Рассматривается устройство и характеристики охлаждаемого жидким азотом детектора СВЧ-импульсов на горячих носителях, регистрирующего электромагнитное излучение в диапазоне $2 \div 10$ ГГц с разрешением не хуже 1 нс. Коэффициент преобразования напряжения на входном кабеле в амплитуду продетектированного сигнала на выходе равен $1,2 \cdot 10^{-2}$. Порог чувствительности детектора по плотности мощности входного сигнала 2 Вт/см^2 .

Несмотря на простоту детектирования СВЧ-сигналов с использованием стандартных СВЧ-детекторов, возникают проблемы при регистрации мощных (~ 50 МВт и более) импульсов как, например, при работе релятивистских вакуумных и плазменных [1,2] СВЧ-приборов. В 1975 году [3] было предложено использовать для регистрации СВЧ-импульсов в релятивистской электронике полупроводники, так называемые детекторы на горячих носителях [4]. Основные достоинства этих детекторов состоят в их быстром действии и большой надёжности при практически любом уровне мощности импульсного входного сигнала. Известны два варианта исполнения этих детекторов, в одном из них полупроводник расположен в волноводе 3-см диапазона длин волн, в другом – в волноводе 8-мм диапазона длин волн. Эти детекторы предназначены для детектирования СВЧ-сигналов с частотой более чем 6,5 ГГц. В данной работе изложены результаты измерения параметров детектора на эффекте горячих носителей, в котором детектор расположен внутри коаксиального волновода. Устройство помещается в жидкий азот, имеет кабельные вводы и предназначено для детектирования относительно низкочастотных сигналов 1 – 5 ГГц.

Целью настоящей работы было проверить насколько точно происходит детектирование входного сигнала: а) передаётся ли форма огибающей СВЧ-импульса; б) каково временное разрешение; в) как влияет широкополосность входного сигнала на форму продетектированного импульса, г) как влияет длительность входного СВЧ-импульса на точность передачи формы импульса. Такую проверку можно сделать, если имеется настолько широкополосный осциллограф, что можно непосредственно регистрировать не продетектированный сигнал, а сам высокочастотный сигнал, который поступает на вход детектора. Для этой цели был использован осциллограф Tektronix TDS 7404 с шириной полосы 4 ГГц.

Такой осциллограф оцифровывает сигнал, который удобно обрабатывать на компьютере. Путём несложных преобразований выполняются процедуры, эквивалентные детектированию, и далее результат математической обработки сравнивается с импульсом, полученным от детектора на горячих носителях.

В качестве источника СВЧ-импульса использовалось излучение плазменного релятивистского СВЧ-усилителя [2] со следующими характеристиками: мощность в импульсе ~ 50 МВт, длительность ~ 400 нс, частота 3,24 ГГц. Этот же источник мог давать и шумовой сигнал, со спектром от 2 до 4 ГГц, но с меньшей интегральной интенсивностью. Это излучение, выходящее из рупора диаметром 25 см, регистрировалось двумя рядом расположенными антеннами и далее по двум одинаковым кабелям одновременно подавалось на широкополосный осциллограф Tektronix TDS 7404 с шириной полосы 4 ГГц и на СВЧ-детектор. Продетектированный сигнал поступал на осциллограф с шириной полосы 300 МГц, шаг оцифровки 2 нс.

Сигнал, поступающий на скоростной осциллограф, представлял собой модулированный по амплитуде синусоидальный сигнал на частоте 3,24 ГГц с временем оцифровки 16 пс, рис.1, а). Далее синусоида возводилась в квадрат, б), сглаживалась с постоянной времени τ , в). Для оценки монохроматичности анализируемого сигнала синусоида рис.1,а) подвергалась Фурь-преобразованию. Спектр участка 150 – 560 нс длительностью 410 нс показан на вставке рис.1.

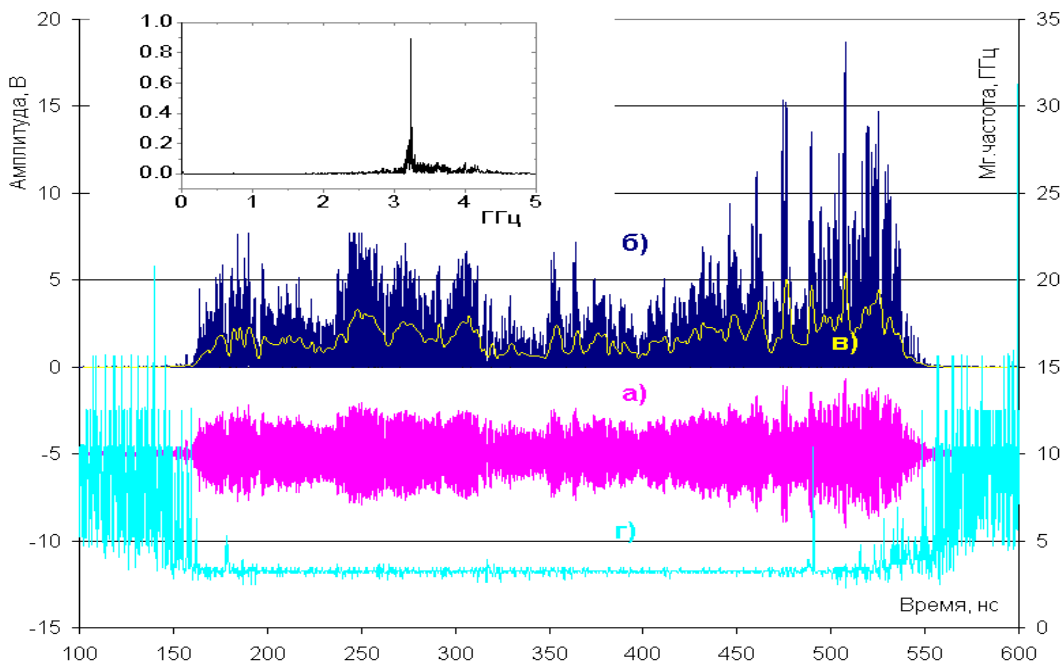


Рис. 1. Монохроматический сигнал: а) сигнал на скоростном осциллографе; б) возведение в квадрат сигнала а); в) сглаживание зависимости б) с $\tau = 2$ нс; г) график мгновенной частоты сигнала а); на вставке спектр сигнала а) на интервале времени 150 – 560 нс.

Пик на вставке соответствует частоте 3,24 ГГц, анализируемого сигнала. На этом же рисунке показана и "мгновенная частота" входного сигнала, рис.1, г). Это величина обратная временному интервалу последовательно расположенных локальных максимумов синусоиды. Очевидно, что для монохроматического сигнала она равна частоте.

По второму кабелю сигнал поступал на охлаждаемый жидким азотом кристалл и далее поступал на стандартный осциллограф (300 МГц), сигнал также записывался в оцифрованной форме с дискретностью 2 нс. Предварительно на кристалл от внешней схемы поступал импульс смещения длительностью 15 мкс. СВЧ-импульс попадал на кристалл примерно через 5 мкс после начала импульса смещения.

На рис.2 представлены сигнал первого канала, а) и сигнал с холодного детектора, б). Для удобства сравнения эти сигналы рассовмещены по вертикали. Видно хорошее соответствие между пиками этих сигналов практически на всей протяжённости СВЧ-импульса. От начала импульса до 450 нс подобие импульсов очень хорошее, укладывается в 5 %. После 450 нс подобие формы импульсов хуже, в некоторые моменты времени амплитуды сигналов отличаются на 40%. Коэффициент корреляции равен 0,96.

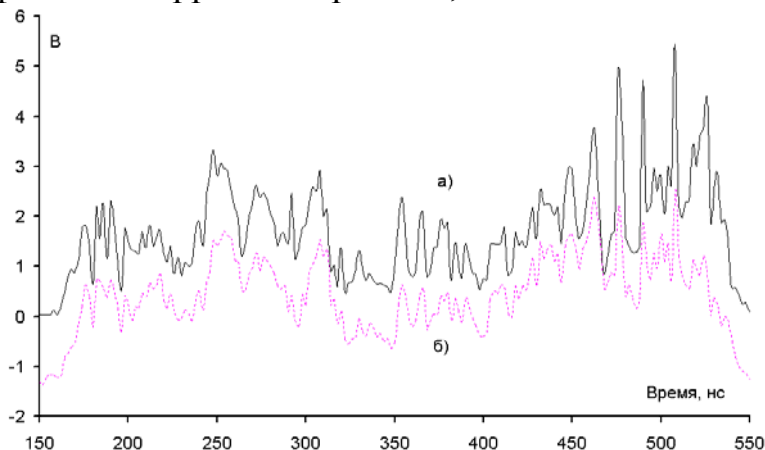


Рис.2. Монохроматический сигнал: а) обработанный сигнал со скоростного осциллографа; б) сигнал с холодного детектора, записанный на медленном осциллографе.

В качестве источника широкополосного сигнала использовался тот же плазменный СВЧ-усилитель, только без подачи на его вход СВЧ-сигнала, рис.3. Полученный шумовой сигнал (Фурье-образ на вставке рис.3) обрабатывался аналогично монохроматическому сигналу: возводился в квадрат и усреднялся с постоянной времени $\tau = 2$ нс и далее сравнивался с сигналом детектора, рис.3, а) — обработанный сигнал со скоростного осциллографа, кривая б) — сигналу с детектора. Видно достаточно хорошее повторение сигналов даже в отдельных деталях. Коэффициент корреляции в этом случае равен 0,84.

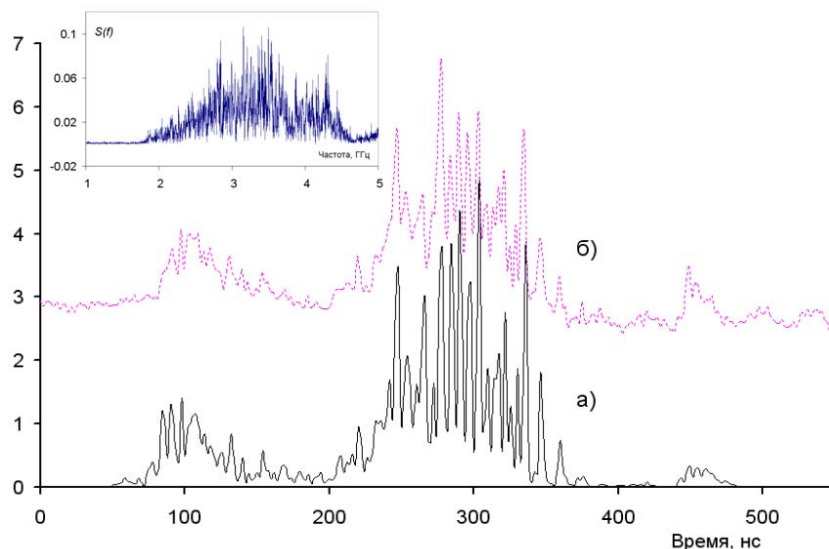


Рис. 3. Широкополосный сигнал: а) результат обработки шумового сигнала, $\tau = 2$ нс; б) сигнал с холодного детектора, записанного на медленном осциллографе.

Для оценки возможности детектирования на частотах свыше 4 ГГц в качестве источника входного сигнала был использован плазменный релятивистский СВЧ-генератор, который даёт излучение в диапазоне 9 – 12 ГГц. В этом случае сигнал с нашего кабельного СВЧ-приёмника сравнивался с сигналом волноводного детектора, в котором кристалл помещён в волноводе прямоугольного сечения 23×10 мм². Получено также хорошее соответствие сигналов.

Подводя итог, можно сделать вывод, что предложенная конструкция приёмника СВЧ-излучения практически без искажений передаёт форму СВЧ-сигнала в диапазоне частот 2 – 4 ГГц и может применяться для детектирования более высокочастотных сигналов вплоть до 10 ГГц. Очевидно, что детектор может регистрировать излучение на частотах менее 2 ГГц, но это не было проверено экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стрелков П.С., Ульянов Д.К. Спектры излучения плазменного релятивистского черенковского СВЧ-генератора //Физика плазмы, 2000, т.26, №4, с.329-333.
2. Иванов И.Е., Стрелков П.С., Шумейко Д.В. Спектр излучения плазменного релятивистского микроволнового усилителя // Радиотехника и электроника, 2009, т.54, № 9, с.1091-1098.
3. Райзер М.Д., Цопп Л.Э. Детектирование и измерение мощности СВЧ-излучения наносекундной длительности //Радиотехника и электроника, 1975, №8, с.1691-1693.
4. Денис В, Пожела Ю. Горячие электроны. Вильнюс, 1971, с.289.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДИАПАЗОНА 0,1-2 ТГц ЧЕРЕЗ АТЕРОСКЛЕРОТИЧЕСКИЕ БЛЯШКИ

Д.А. Ивашкина¹, О.А. Смолянская¹, Я.В. Грачев¹
¹ГОУВПО «Санкт-Петербургский государственный университет
информационных технологий, механики и оптики» 1
dana.ivashkina@rambler.ru

Существующие технологии диагностики биотканей изменились за последнее время незначительно. К ним, прежде всего, относятся: ультразвуковая томография, магнито-резонансная томография и методы, использующие излучение видимого и инфракрасного диапазонов. Терагерцовое (ТГц) излучение имеет ряд новых свойств, которые могут иметь интерес для медицины [1-2]: 1) неионизирующее воздействие; 2) малое рассеяние; 3) бесконтактность и неинвазивность; 4) способность различать здоровые и больные ткани; 5) компактность; 6) низкая стоимость; 7) в данном диапазоне многие биологические молекулы имеют колебательные и вращательные моды.

Наиболее распространенным хроническим заболеванием артерий, с формированием липидных бляшек во внутренней оболочке артерий является атеросклероз. Деформации и сужение просвета сосудов происходит вплоть до полной закупорки артерии. Это ведет к образованию очагов некроза (инфаркт) или гангрены в органе, который питается этой артерией. Поэтому актуальным является ТГц внутрисосудистый мониторинг атеросклеротической бляшки с разрешением $30 \div 100$ мкм, чтобы увидеть слоистую структуру стенки сосуда [3]. Более быстрое получение и накопление данных открывает возможности оценивания функциональных и физиологических процессов в кровеносных сосудах, которые могут быть значимыми для контроля эффективности лекарственного препарата для лечения атеросклероза.

В данной работе проведено исследование взаимодействия терагерцового излучения с кровеносными сосудами для разработки методики визуализации патологических очагов биоткани, в нашем случае атеросклеротических бляшек. Построена простейшая модель для исследования распределения освещенности при воздействии терагерцовым излучением диапазона $0.1 \div 2$ ТГц в кровеносном сосуде и атеросклеротической бляшке. Для решения задачи воздействия излучения на биоткань практический интерес представляет освещенность.

В первом случае в качестве основы математической модели переноса излучения через образец биоткани выбрано соотношение Бугера-Ламберта-Бера. На базе математической модели создан алгоритм вычислений с входными данными в виде геометрических и оптических

параметров биологической ткани (толщина слоя биоткани, коэффициент экстинкции) и с выходными данными в виде освещенности. Алгоритм реализован при помощи программных средств Matlab, что позволило также осуществить визуализацию искомого распределения.

На рис. 1 представлены картины освещенности при разных толщинах атеросклеротической бляшки. Видно, что при увеличении толщины атеросклеротической бляшки картина максимальная освещенность на выходе из сосуда возрастает. При этом для исследованного случая, толщина стенки сосуда равна 1,2 мм, толщина кровеносного сосуда равно 5 мм, если максимальная освещенность картины φ_0 при полной блокировке сосуда бляшкой принять за 100%, то при толщине бляшки 2мм $\varphi_0 \approx 37,5\% \varphi_{max}$, при толщине бляшки 1 мм $\varphi_0 \approx 20\% \varphi_{max}$, при отсутствии бляшки $\varphi_0 \approx 11,8\% \varphi_{max}$.

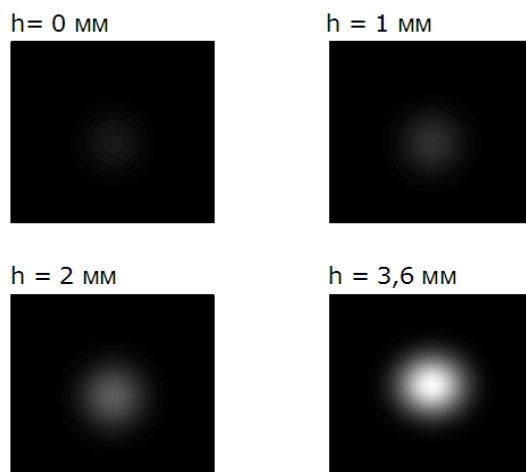


Рис. 1. Картины освещенности на выходе из кровеносного сосуда с растущей атеросклеротической бляшкой с толщиной h

Во втором случае в качестве математической модели выбран метод Монте-Карло. Исследование реализовано в программной среде TracePro. Например такая модель позволяет построить угловое распределение интенсивности излучения, прошедшего слой биоткани.

На рис. 2 показано угловое распределение сигнала, прошедшего через образец жировой ткани толщиной $h=0,5$ мм. Видно, что при увеличении длины волны излучения от 150 до 1000 мкм коллимированность излучения после прохождения образца жира, сохраняется.

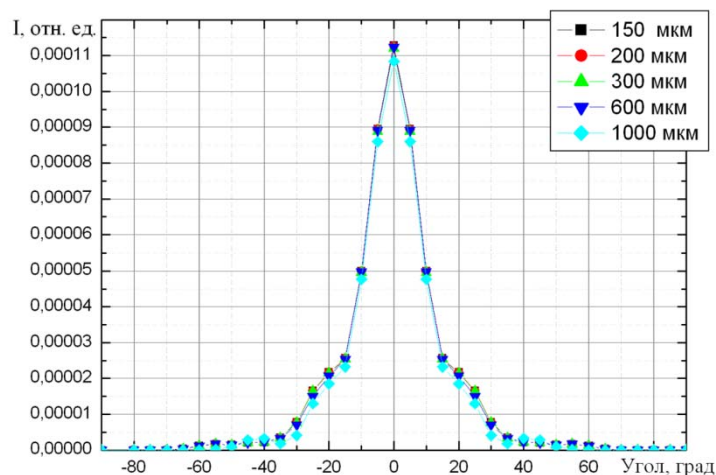


Рис. 2. Угловое распределение сигнала, прошедшего через образец жировой ткани толщиной $h=0,5$ мм

ЛИТЕРАТУРА

1. Nazarov M.M., Shkurinov A.P., Kuleshov E.A., Tuchin V.V. Terahertz pulsed spectroscopy of biological tissues // *Quantum Electronics*. 2008. V.38. №7. P.647-654.
2. Fitzgerald A.J., Wallace V.P., J.-Linan M., Bobrow L., Pye R.J., Purushotham A.D., and Arnone D.D. Terahertz Pulsed Imaging of Human Breast Tumors // *Radiology*. 2006. V. 239. P. 533-540.
3. Foster F.S., Pavlin C.J., Harasiewicz K.A., Christopher D.A., Turnbull D.H. Advances in ultrasound biomicroscopy // *Ultrasound Med. Biol.* 2000. V. 26. P. 1–27.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ОТКЛИК ПЛЕНОК МУЛЬТИФЕРРОИКА $\text{Bi}_{0.98}\text{Nd}_{0.02}\text{FeO}_3$ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Г.А. Командин¹, В.И. Торгашев², А.А. Волков¹, О.Е. Породинков¹,
И.Е. Спектор¹, В.М. Мухортов²

¹ Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А.М. Прохорова
РАН

² Южный федеральный университет
komandin@ran.gpi.ru

Феррит висмута BiFeO_3 (BFO) давно известен как материал, в котором магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения реализуются при температурах выше комнатной [1, 2]. В последние годы возрос интерес к тонким пленкам феррита висмута (и атомно-замещенных аналогов) ввиду возможности их использования в планарных технологиях [3]. Кроме того, в тонких наноразмерных пленках BFO происходит разрушение циклоиды – пространственно модулированной структуры, препятствующей в обычных условиях возникновению линейного магнитоэлектрического эффекта [4]. Подавлению циклоидальной структуры также способствует легирование феррита висмута ионами неодима [5].

В настоящей работе методами субмиллиметровой ЛОВ и инфракрасной Фурье-спектроскопии выполнены измерения спектров пропускания и отражения двухслойной гетероэпитаксиальной структуры $\text{Bi}_{0.98}\text{Nd}_{0.02}\text{FeO}_3/\text{MgO}$ (BNFO/MgO) в диапазоне частот 8 – 1000 см^{-1} при комнатной температуре. Исследованы пять образцов BNFO/MgO с пленками толщиной 32; 81; 108; 135 и 324 нм.

Из полученных данных в рамках модели слоистой среды рассчитаны широкодиапазонные спектры действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости пленок BNFO разной толщины. В области 30 см^{-1} обнаружен мощный рост потерь при уменьшении толщины пленок и обусловленное им пятикратное увеличение статической диэлектрической проницаемости (до 500 в пленке толщиной 32 нм). Этот факт объясняется следующим. В диэлектрических спектрах пленок BNFO на подложке MgO в области терагерцовых частот (8 – 1000 см^{-1}) зарегистрированы семь решеточных резонансов, шесть из которых на частотах выше 50 см^{-1} соответствуют резонансам керамики BFO. Дополнительный по отношению к BFO низкочастотный резонанс в BNFO в области 30 см^{-1} (≈ 1 ТГц), найден низкодобротным ($\gamma/\nu \sim 1$), сильно зависящим от толщины пленки и имеющим основной вклад в статическую диэлектрическую проницаемость – до 80% у пленки толщиной 32 нм.

С использованием теоретико-группового анализа показано, что в тонких пленках BNFO на подложке MgO реализуется орторомбическое

(или моноклинное) фазовое состояние симметрии $Fmm2$ (Fm). Такое структурное искажение ранее не наблюдалось на других подложках.

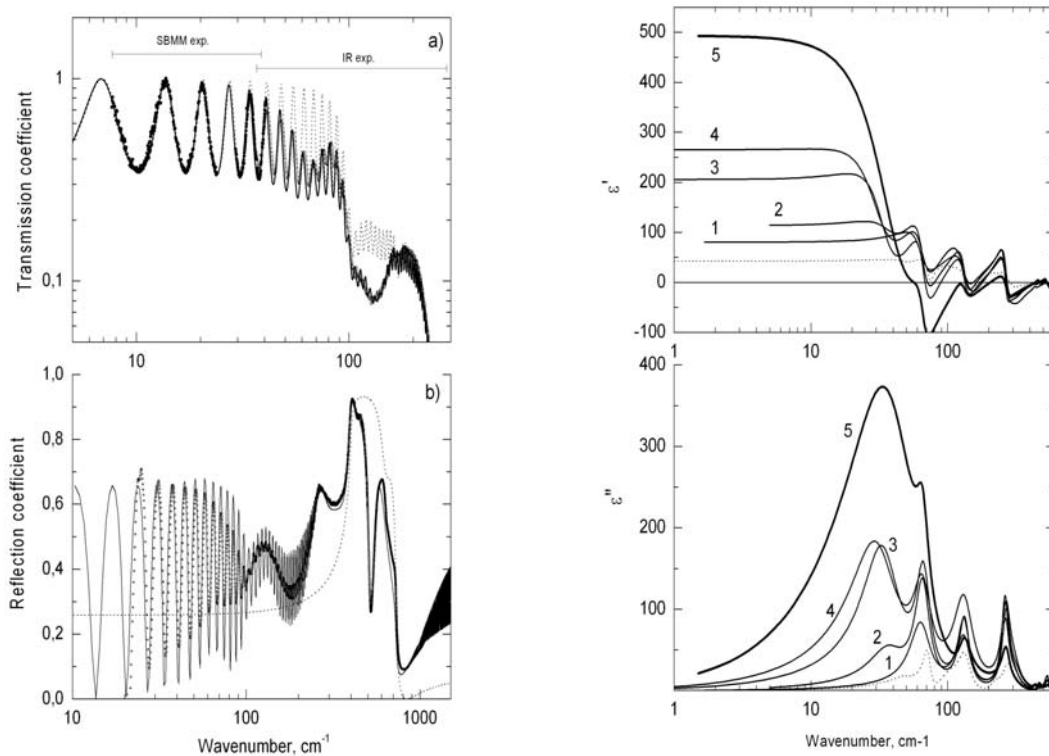


Рис. 1. Слева: панорамные спектры (а) пропускания и (б) отражения (со стороны пленки) гетероструктуры BNFO/MgO. Точки – эксперимент. Пунктир – модельный спектр подложки MgO. Сплошная линия – модельный спектр гетероструктуры BNFO/MgO с пленкой BNFO ($d = 324$ nm). Интервалами SBMM и IR отмечены рабочие участки экспериментальных методик. Справа: дисперсионные зависимости действительной $\epsilon'(\nu)$ и мнимой $\epsilon''(\nu)$ частей диэлектрической проницаемости пленок разной толщины: 1 - 5, соответственно, 324; 135; 108; 81 и 32 нм. Пунктирная линия – спектр керамики VFO.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках Проекта 09-02-00574-а.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Г.А. Смоленский, В.А. Исупов, А.И. Аграновская, Н.Н. Крайник // ФТТ. 1960. Т. 2, С. 2982.
- [2]. Г.А. Смоленский, В.М. Юдин, Е.С. Шер, Ю.Е. Столыпин // ЖЭТФ. 1962. Т. 43, С. 877.
- [3]. J. Wang, J.B. Neaton, H. Zeng, et al // Science. 2003. V. 299, P. 1719.
- [4]. В.М. Мухортов, Ю.И. Головкин, Ю.И. Юзюк // УФН. 2009. Т. 79. С. 909.
- [5]. G. L. Yuan, Siu Wing Or, H. Lai Wa Chan // J. Appl. Phys. 2007. V. 101, P. 064101.

КВАЗИСТАТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ТОМОГРАФИЯ

А.В. Корженевский

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
korjenevsky@cplire.ru

Электромагнитные свойства сред, такие как комплексная диэлектрическая проницаемость, а также характеристики пространственного распределения этих свойств, являются важным источником информации, позволяющим судить о структуре, состоянии, функциях и других параметрах исследуемых объектов. Развитие в последние годы новых подходов к обработке информации, связанной с взаимодействием электромагнитных полей с электропроводящими средами, привело к появлению методов, обеспечивающих визуализацию структуры электропроводящих сред с помощью квазистатических электромагнитных полей. Эти методы позволяют исследовать такие недоступные для традиционного радиозондирования среды как грунт, водная среда, биологические объекты и т.п. Для их реализации вблизи или на поверхности исследуемого объекта располагают большое число разнесенных источников и приемников низкочастотного (квазистатического) электромагнитного поля, которое и взаимодействует с объектом. Собранные данные затем используются в качестве входных для алгоритмов решения обратной задачи и реконструирования изображений.

Электроимпедансная томография (ЭИТ) - метод, обеспечивающий визуализацию электрических свойств проводящих сред, например, тканей в человеческом теле. Различные ткани имеют различные электрические свойства, что делает возможным отображение анатомических структур посредством ЭИТ и использование метода для медицинской диагностики. Исходными данными для реконструирования изображений в электроимпедансном томографе служат результаты измерений потенциалов на поверхности объекта при инъекции в него электрического тока. Существовавшие с 80-х годов лабораторные установки позволяли получать только так называемые динамические томограммы - изображения изменений проводимости, произошедших между двумя измерениями, малоинформативные для большинства приложений. Отсутствие статической визуализации объясняется трудностями решения обратной задачи реконструирования проводимости при неизвестных геометрии границы исследуемого объекта и расположении на ней измерительных электродов. В ИРЭ РАН был разработан экспериментальный образец электроимпедансного томографа [1], в котором решена проблема статической визуализации. Работа системы сбора данных томографа сводится к измерениям потенциалов на поверхности объекта с помощью контактных электродов при протекании переменного электрического тока.

В основе предложенного метода реконструирования проводимости лежит обратное проецирование вдоль эквипотенциалей. Исходными данными для реконструкции являются разности потенциалов между соседними электродами, закрепленными на коже пациента вдоль замкнутого контура, охватывающего тело, при подключении каких либо двух электродов к источнику тока. Основной проблемой при реконструкции распределения абсолютной проводимости является получение опорного набора данных, соответствующего распределению потенциала на периферии объекта с тем же расположением электродов, но с однородной проводимостью. Предложенный подход состоит в том, чтобы, используя набор простых линейно независимых функций, аппроксимировать измеренные данные более гладкими зависимостями, повторяющими их общий ход, но не детали, несущие информацию о внутренней структуре объекта.

Дальнейшим развитием метода стала разработка системы для трехмерной ЭИТ [2]. Разработана измерительная система и алгоритм реконструкции изображений, которые позволяют визуализировать статические распределения электропроводности в среде, прилегающей к поверхности двумерной матрицы с 256 электродами. Результатом визуализации является набор изображений поперечных сечений среды на разной глубине от поверхности. Полный набор данных, используемых для реконструирования, состоит из 65280 результатов измерений. Для реконструирования трехмерного распределения электропроводности среды вблизи матрицы электродов используется метод взвешенных обратных проекций вдоль эквипотенциальных поверхностей электрического поля. Этот метод является обобщением метода обратных проекций, используемого в двумерной электроимпедансной томографии. Трехмерная визуализация дает информацию о глубине расположения обнаруженных объектов. Использование многочастотных измерений позволяет получать еще больше информации о свойствах биологических сред.

Одним из недостатков метода электроимпедансной томографии является необходимость хорошего контакта электродов с исследуемой средой, что не всегда просто обеспечить. Большие перспективы открывает использование в квазистатической электромагнитной томографии высокочастотного магнитного поля, позволяющего проводить бесконтактные исследования. Его взаимодействие с проводящей средой вызывает появление вихревых токов, порождающих вторичное поле. Магнитоиндукционная томография (МИТ) имеет большие перспективы в медицинской диагностике, в частности, при визуализации мозга, где непригоден метод ЭИТ. Теоретический анализ и численное моделирование показали, что при надлежащем выборе параметров измерительной системы набор данных для визуализации должен состоять из фазовых сдвигов между сигналами индукторов и детекторов. Метод МИТ был впервые предложен и экспериментально реализован [3] в ИРЭ РАН. Для получения

данных, требуемых для реконструкции изображения, томограф должен содержать набор катушек - индукторов и детекторов, расположенных, например, по окружности вокруг объекта. В процессе измерений активизируется один из индукторов, и снимаются показания всех детекторов. Эта процедура повторяется для всех индукторов. Фазовые сдвиги, измеренные аппаратной частью томографа, представляют собой интегралы от взвешенной проводимости вдоль линий магнитного поля, связывающих индуктор с детекторами. Для реконструкции проводимости в сечении объекта может быть использован метод свертки и обратной проекции вдоль силовых линий магнитного поля. Создан 16-канальный лабораторный магнитоиндукционный томограф. Рабочая частота системы может переключаться между 20 и 10 МГц. Получены экспериментальные томограммы электропроводящих фантомов и реальных биообъектов, в частности, получены устойчивые МИТ изображения сечений грудной клетки и головы человека. Бесконтактность и безвредность исследования открывает широкие перспективы для применения индукционной томографии не только в медицине, но и в системах безопасности (разработан МИТ портал для визуализации скрытого оружия) и т.п.

Еще одним недавно предложенным методом квазистатической электромагнитной томографии является электрополевая томография (ЭПТ). В ней используется взаимодействие электропроводящего объекта с переменным электрическим полем. Установка для ЭПТ предполагает наличие набора электродов, располагаемых вокруг объекта исследования, без контакта с ним. Система электродов окружена электростатическим экраном. Возбуждая один из электродов с помощью источника переменного напряжения и измеряя потенциалы на остальных электродах, можно получить информацию о внутренних свойствах объекта. Теоретический анализ показал возможность получения информации о внутренних свойствах проводящих объектов с помощью измерений сдвигов фаз между излучаемым и регистрируемым приемниками полем [4]. Возникновение сдвигов фаз обусловлено т.н. релаксацией Максвелла-Вагнера в неоднородных проводящих средах, физической сущностью которой является отставание перераспределения свободных зарядов относительно внешнего поля в среде с конечной проводимостью. Сдвиг фазы поля зависит от диэлектрической проницаемости, проводимости среды и ее геометрии. Численное моделирование продемонстрировало, что проводящие объекты отбрасывают «фазовую тень», которая распространяется до границ системы вдоль линий электрического поля. Это делает возможным применение алгоритма свертки и обратного проецирования вдоль силовых линий электрического поля для реконструкции изображений. Разработана многоканальная измерительная система, с помощью которой получены первые электрополевые томограммы тестовых объектов [5].

В поисках путей повышения качества визуализации в квазистатической электромагнитной томографии была исследована возможность использования искусственных нейронных сетей для решения соответствующих обратных задач [6]. Эксперименты проводились с двумя типами искусственных нейронных сетей: нелинейной двухслойной сетью с сигмоидальной передаточной функцией нейронов скрытого слоя и набором независимых линейных сетей, каждая из которых имела один выход, соответствующий яркости пикселя реконструируемого изображения. Обучение нелинейной сети с помощью обучающей выборки проводилось методом обратного распространения ошибки. Структура линейной сети полностью определяется количеством ее входов и выходов, она может быть создана и "обучена" за один шаг с помощью метода наименьших квадратов. Качество визуализации с помощью нейронных сетей сравнивалось с результатами реконструирования методом обратных проекций. Тесты продемонстрировали принципиальную возможность статической визуализации удовлетворительного качества в ЭИТ и МИТ с невысокими вычислительными затратами.

Методы неинвазивной визуализации внутренних органов, тканей и физиологических процессов являются одной из основ современной медицинской диагностики. Не менее важной проблемой является разработка визуализирующей аппаратуры для систем безопасности - обнаружения террористических угроз, нелегально перевозимых наркотиков и т.д. Описанные выше методы и приборы имеют несомненную практическую значимость в этих областях, продолжается их интенсивное развитие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корженевский А.В. и др. Электроимпедансный компьютерный томограф для медицинских приложений. // ПТЭ. 1997. N 3. С.133.
2. Cherepenin V., etc. Three-dimensional EIT imaging of breast tissues: system design and clinical testing. // IEEE Trans. Med. Imag. 2002. V.21. P.662.
3. Korjenevsky A., Cherepenin V., Sapetsky S. Magnetic induction tomography: experimental realization. // Physiol. Meas. 2000. V.21. P.89.
4. Korjenevsky A.V. Maxwell-Wagner relaxation in electrical imaging. // Physiol. Meas. 2005. V.26. P.S101.
5. Корженевский А.В. Нейросетевые алгоритмы решения обратных задач радиочастотной томографии. // Нейрокомпьютеры: разработка и применение. 2002. N 9-10. С.26.
6. Корженевский А.В., Туйкин Т.С., Черепенин В.А. Визуализация электропроводящих сред методом электрополевой томографии. РЭ. 2010. Принято в печать.

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ СКАНЕР

П.С. Королёв^{1,2}, В.Б. Анзин¹, Ю.Г. Гончаров¹, Б.П. Горшунов¹,
А.С. Прохоров¹, И.Е. Спектор¹, В.П. Калинушкин¹

¹ Учреждение Российской Академии Наук Институт Общей Физики РАН, Москва

² Физический факультет МГУ, Москва

korolev.petr@gmail.com

В данном сообщении мы описываем возможности применения излучения терагерцовых (ТГц) частот для: а) бесконтактной диагностики диэлектрических и геометрических характеристик полупроводниковых пластин, используемых в микроэлектронике; б) получения изображений объектов «на просвет»; в) исследования пространственного распределения интенсивности ТГц, суб-ТГц и микроволнового излучения. В случае диагностики полупроводников достоинства ТГц-излучения, по сравнению с излучением соседних микроволнового и инфракрасного (ИК) диапазонов, состоят, с одной стороны, в отсутствии волноводных элементов в измерительных схемах, что делает эти схемы более «гибкими» и практически удобными (квазиоптика). С другой стороны, ТГц-частоты ещё недостаточно велики, чтобы «дотягиваться» до характерных твёрдотельных возбуждений (фононы, энергетические щели), лежащих в ИК-области. Как результат, при взаимодействии ТГц-излучения с прозрачными для него высокоомными полупроводниковыми слоями наблюдаются интерференционные эффекты, позволяющие с хорошей точностью определять диэлектрические параметры слоёв и их толщину. Нами разработано автоматизированное устройство (терагерцовый сканер) позволяющее в режиме реального времени с пространственным разрешением в несколько длин волн получать картину распределения коэффициента пропускания по апертуре полупроводниковых пластин и

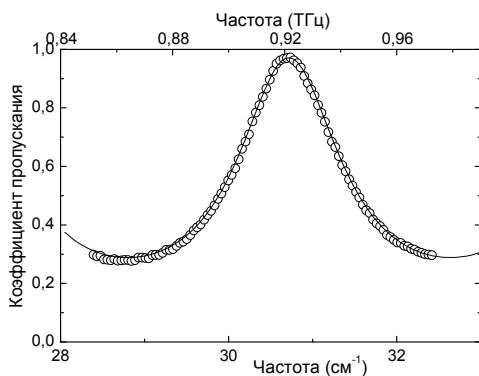


Рис.2. Интерференционный максимум в спектре коэффициента пропускания кремниевой пластины КОФ 76-200. Точки — эксперимент, линия — теория.

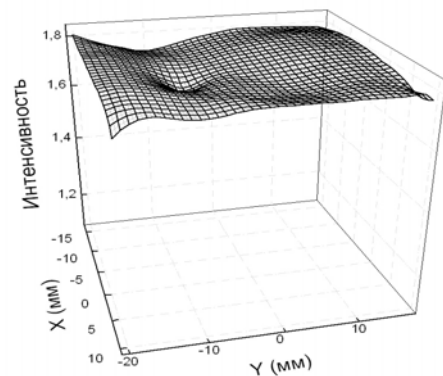


Рис.1. Интенсивность ТГц-излучения (частота 0.338 ТГц), прошедшего сквозь различные участки (пространственное разрешение 2 мм) кремниевой пластины КДБ-12. Минимум указывает на наличие локального участка с повышенным поглощением.

других объектов. Такая картина несёт информацию о поглощении и толщине пластины в различных её точках. Рис.1 демонстрирует наличие в пластине КДБ-12 локального «дефекта» (повышенного поглощения), связанного, возможно, с увеличенной концентрацией примеси. Терагерцовый сканер может также использоваться для диагностики низкоомных структур, в том числе многослойных (плёночных).

На Рис.2 показан измеренный на квазиоптическом ТГц-спектрометре [1] пример спектра коэффициента пропускания, записанный для кремниевой пластины КОФ 76-200 (ТУ49-4-443-82). Показан один из интерференционных максимумов (эффект Фабри-Перо), анализ которого с применением формул для слоистых сред даёт возможность определять абсолютные величины диэлектрической проницаемости материала ϵ' и толщины пластины с точностями $\approx 1\%$, а также относительные изменения толщины в разных точках пластин с точностью не хуже 1 мкм.

Сканер позволяет получать ТГц-изображения в геометрии «на просвет» различных объектов, непрозрачных для излучения видимого диапазона. На ТГц-образе микросхемы (Рис.3) сквозь пластиковую оболочку хорошо видны собственно чип, разводка и выводные контакты. На Рис.4 представлено изображение лезвия бритвы, упакованного в бумажный конверт.

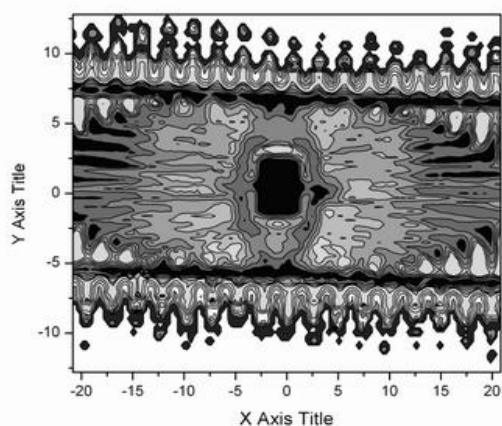


Рис.3. Изображение микросхемы «на просвет». Частота излучения 300 ГГц, пространственное разрешение 0.2 мм.

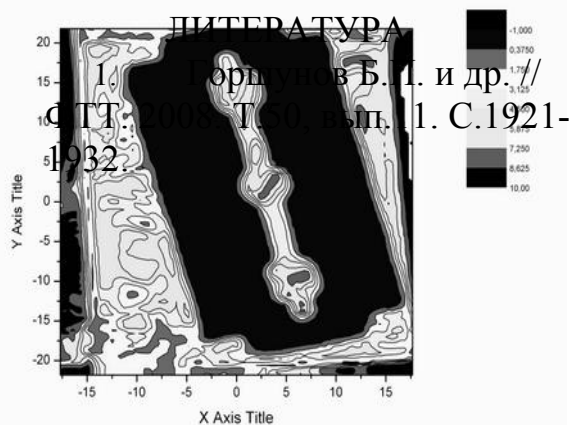


Рис.4. Изображение «на просвет» бритвенного лезвия в бумажном конверте. Частота излучения 300 ГГц, пространственное разрешение 0.3 мм.

ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЙ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ИХ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ И НА ИЗМЕРЯЕМЫЕ ЗНАЧЕНИЯ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ

О.Г. Кошелев, В.А. Морозова

Физический факультет Московского государственного университета

В связи с непрерывным обострением экологических проблем и истощением традиционных запасов нефти и газа резко возрос интерес к возобновляемым источникам энергии. В последние годы производство солнечных элементов ежегодно возрастает на 30-40% [1].

Одним из основных параметров фотопреобразователей ФП из монокристаллического кремния, определяющих их эффективность, является длина диффузии L неосновных носителей заряда в базовой области. Для определения L широко используется метод, основанный на измерении коэффициента собирания Q при освещении ФП с лицевой стороны несколькими длинами волн λ поочередно (обычно 0.95, 1.00, 1.05 мкм [2], затем измеренные Q усредняются). При этом влияние отражения света от тыльной стороны ФП при расчетах L в ряде случаев не учитывается [2, 3]. Однако при $\lambda \cong 1$ мкм глубина проникновения света в кремнии обычно сравнима с толщиной базы d , поэтому отражение от тыльной стороны может заметно повлиять на распределение неравновесных носителей заряда по толщине базы, следовательно, и на определяемые - $L_{\text{изм}}$ значения L .

Настоящая работа проводилась с целью определения зависимости $\Delta L / L$, где $\Delta L = (L_{\text{изм}} - L)$, от параметров ФП и λ . Для этого были проведены измерения спектральных зависимостей коэффициента отражения R_f от лицевой стороны ФП с разными покрытиями, а также расчеты $R_f(\lambda)$ и $\Delta L / L$ от L . $R_f(\lambda)$ трех ФП с толщинами 300 (1), 200 (2) и 310 (3) мкм. Просветляющие покрытия, состоявшие из ZnS и SO_x , были нанесены на лицеву

На рис. 1 точками показаны измеренные зависимости ю сторону ФП (2) и на обе поверхности ФП (3). Тыльная сторона ФП (2) была покрыта слоем серебра, титана и палладия. Вычисленные по рекуррентным формулам работы [5] зависимости $R_f(\lambda)$ для этих ФП показаны штриховыми кривыми. Для их расчетов использовалась зависимость коэффициента поглощения света от λ , приведенная в работе [4]. Параметры просветляющих покрытий для ФП (2, 3) и значение коэффициента отражения от тыльной стороны ФП (2) – R_b (0.8) подбирались так, чтобы получить наилучшее согласие с измеренными данными. Из рис. 1 видно, что R_f зависит от покрытия тыльной стороны ФП (2) при $\lambda > 0.95$ мкм, а

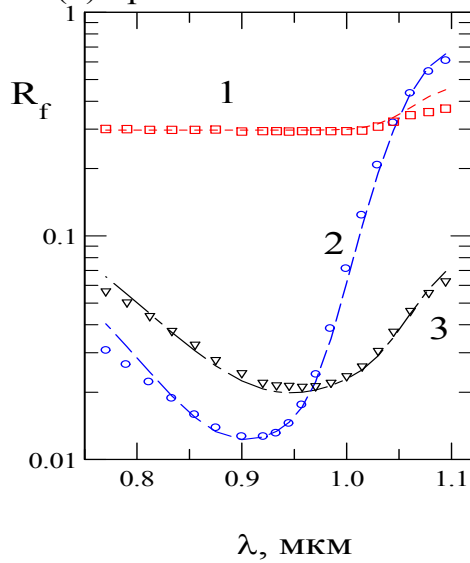
ФП (3) при $\lambda > 1.00$ мкм.

Рис.1.

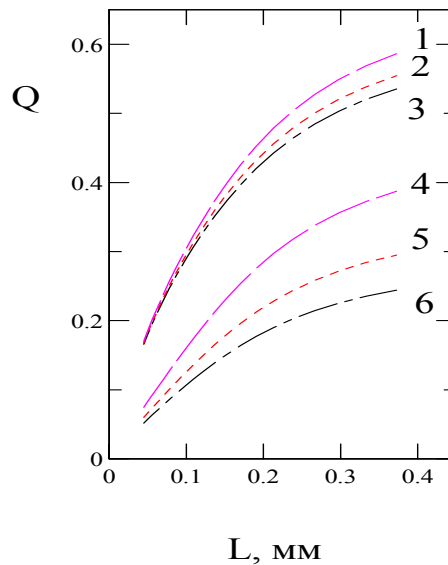


Рис. 2.

На рис. 2 приведены зависимости $Q(\lambda)$, вычисленные при $\lambda = 1.0$ мкм (1, 2, 3) и $\lambda = 1.05$ мкм (4, 5, 6), $R_b = 0.8$ (1, 4), 0.3 (2, 5), 0.0 (3, 6), $R_f = 0.3$, $d = 0.3$ мм и скорости поверхностной рекомбинации S на тыльной стороне, равной 0 . Эти кривые позволяют оценить ошибки $\Delta L / L$, возникающие при определении $L_{\text{изм}}$ без учета значения R_b . Например, если $\lambda = 1.00$ мкм, $L = 0.2$ мм и $R_b = 0.8$, то $Q = 0.46$. При $R_b = 0$ и тех же значениях остальных параметров $L_{\text{изм}} = 0.24$ мм, т.е. $\Delta L / L = 20\%$. При $S = 10^4$ см/с и таких же остальных параметрах $\Delta L / L = 26\%$. Из рис. 2 видно, что с ростом λ и L ошибки возрастают. Расчеты показали, что ошибки не существенны при $\lambda = 0.95$ ($\Delta L / L$ меняется в пределах $0.03 - 0.3\%$ при $L = 0.05 \div 0.4$ мм).

Таким образом, для повышения точности определения рекомбинационных параметров базы кремниевого ФП по спектральной зависимости коэффициента собирания следует учитывать коэффициент отражения света от его тыльной стороны, который можно найти по измерениям отражения от лицевой стороны при длинах волн свыше 1 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. <http://www.e-o.ru/research/75/49084.html>.
2. М.А. Колтун "Оптика и метрология солнечных элементов" М.: Наука, 1985.
3. S.D. Dhariwal, N.K. Vasu // Sol.-St. Elec. 1981. V. 24. No 10. P. 915.
4. R.T. Swimm, K. Dumas // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. No 11. P. 7502.
5. Г. Хасс. "Физика тонких пленок. Современное состояние исследований и технология применения. Сб. статей" Т.1. М.: Мир, 1967.

ЧЕТВЕРТЬ ВЕКА РАЗВИТИЯ ТЕХНИКИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: ОСНОВНЫЕ ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

М.М. Назаров, Д.А. Сапожников, А.П. Шкуринов

Физический факультет и Международный лазерный центр МГУ им.М.В.Ломоносова.

В докладе рассматриваются основные достижения и анализируются перспективы развития техники генерации импульсного терагерцового излучения и основных методов его регистрации. За четверть века развития этого направления, импульсное терагерцовое излучение нашло широкое применение в различных областях физики, технологии, биологии и безопасности в каждой из которых его специфические особенности. Мы рассматриваем новые направления развития этой техники в области нанотехнологий, физики плазмы и плазмоники. Прогресс в области спектроскопии и основные биологические применения также рассматриваются в рамках представляемой работы.

ФОТОННОЕ ЭХО НА КОМБИНАЦИОННО-АКТИВНЫХ ПЕРЕХОДАХ

С.В. Сазонов

Российский научный центр «Курчатовский институт»

sazonov.sergey@gmail.com

Явление фотонного эха, предсказанное Копвиллемом и Нагибаровым (СССР) и обнаруженное Курнитом, Абеллой и Хартманом (США) в первой половине 60-х годов двадцатого столетия, практически сразу после изобретения лазеров, к настоящему времени сформировало несколько ветвей научных направлений в когерентной оптике. Большие приложения этот эффект находит в спектроскопии, в хранении и обработке информации, динамической голографии и т.д. Для формирования эхо-сигнала на резонансную среду необходимо подать как минимум два лазерных импульса, разделенных некоторым временным интервалом τ . После мгновенных откликов среды на воздействия двух импульсов наступает «затишье». Затем, спустя время τ , после второго импульса среда самопроизвольно, без дополнительных внешних воздействий, высвечивает световой импульс, называемый эхо-сигналом. Затухание мгновенных откликов среды сразу после импульсных воздействий обусловлено неоднородным уширением резонансных переходов – статистическим разбросом их собственных частот. В результате расфазировки колебаний дипольных моментов наблюдается затухание макроскопического отклика среды. Второй возбуждающий импульс заставляет процесс расфазировки постепенно пойти в обратном направлении. Моменту полного фазирования колебаний дипольных моментов переходов с различными собственными частотами соответствует появление эхо-сигнала.

В настоящем докладе речь идет о комбинационном (или рамановском) эхе (КЭ). Открытие комбинационного рассеяния света, а затем и вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), также дало мощный толчок развитию оптической спектроскопии по выявлению нормальных колебательных и вращательных мод молекул. В 60-е – 80-е годы прошлого столетия комбинационное эхо создавалось квазимонохроматическими сигналами нано- и пикосекундной длительности [1, 2]. В соответствующих экспериментах исследуемое вещество помещалось в две кюветы. Через первую кювету пропускался импульс, частота которого за счет ВКР преобразовывалась в одну из стоксовых частот. Затем этот преобразованный сигнал вместе с другим импульсом на исходной частоте подавались на вторую кювету. Здесь за счет рамановской нелинейности формировался импульс на разностной частоте исходного и преобразованного импульса. Данная разностная частота совпадала с частотой одной из нормальных колебательных мод, что приводило к резонансной раскачке последней и переводу ее в когерентное состояние. Это составляло первое возбуждение комбинационно-активной среды.

Затем следовало втрое такое же возбуждение. Вслед за этим включался импульс нерезонансной накачки и регистрировался сигнал КЭ на стоксовой (по отношению к накачке) частоте. Направление высвечивания КЭ определяется определенными условиями пространственного синхронизма между импульсами первого и второго возбуждений, а также накачки. Так как развитие ВКР имеет характер неустойчивости, то сигнал КЭ регистрировался лишь на одной стоксовой частоте.

Одной из тенденций развития нелинейной оптики и лазерной физики является создание в лабораторных условиях световых импульсов все более коротких длительностей. К настоящему времени созданы фемтосекундные импульсы, вмещающие в себя всего один период оптических колебаний. С этой тенденцией связано также создание спектрально широкополосных сигналов, обладающих свойством суперконтинуума. При этом спектральный суперконтинуум может образовываться как за счет укорочения длительности импульса, так и за счет его фазовой модуляции. За счет большой спектральной ширины возбуждающий импульс способен сразу захватить множество нормальных колебательных мод. Поэтому в данной ситуации достаточно использовать лишь одну кювету с исследуемым веществом. После включения вслед за вторым широкополосным возбуждающим импульсом нерезонансной накачки можно наблюдать сразу несколько сигналов комбинационного эха на различных стоксовых и антистоксовых частотах, а также их сумм и разностей. Времена появления эхо-сигналов и направления высвечивания различаются между собой. Они определяются частотами нормальных колебательных мод, а также направлениями распространения широкополосных возбуждающих сигналов и импульса накачки [3].

Таким образом, использование в технике комбинационного фотонного эха широкополосных фемтосекундных импульсов способно значительно упростить технику проводимых экспериментов. Кроме того существенно расширяются возможности эхо-спектроскопии сред, содержащих комбинационно-активные молекулы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 09 – 02 – 00503 а).

ЛИТЕРАТУРА

1. S.R. Hartmann // IEEE QE. 1968. V. 4. P. 802.
2. Т.М. Махвиладзе, М.Е. Сарычев // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. С. 1594.
3. С.В. Сазонов, А.Ф. Соболевский // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 919.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ

О.А. Ткачева

ОАО НИИ «Феррит-Домен»

olgatkacheva12@mail.ru

В работе представлены результаты исследования радиопоглощающих свойств нанокomпозитов на основе высокодисперсных порошков марганец-цинкового феррита и карбонильного железа. Порошок марганец-цинковой феррошпинели состава $Mn_{0.70}Zn_{0.17}Ti_{0.01}Fe_{2.07}O_4$ получен гидроксидным способом осаждения в сочетании с ферритизацией в легкоплавком флюсе солей. Измерения нанокomпозитов проводились резонансным методом СВЧ-диапазоне с помощью векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVA40. Для резонансного метода характерно то обстоятельство, что исследуемый образец составляет часть полости резонатора. Идея резонансного метода состоит в наблюдении резонансной частоты резонатора без диэлектрического образца, а затем с образцом, помещенном в резонатор.

Метод измерения, представленный в работе, является экспресс-методом качественной оценки радиопоглощающих характеристик и обладает рядом преимуществ. При измерении используются малые количества исследуемого вещества, что очень важно для предварительной оценки материала, так как производство порошков достаточно энерго- и трудоемки и требуют большего количества времени.

Исследование образцов нанокomпозитов на основе высокодисперсных порошков состояло из двух этапов. На первом этапе сравнивались радиопоглощающие свойства порошков, а втором этапе измеряли радиопоглощающую способность нанокomпозитов с различной концентрацией карбонильного железа.

Исследование радиопоглощающих свойств проводились в измерительном резонаторе с емкостной связью. Для измерения порошка использовался резонатор отражательного типа с кюветой в виде короткозамыкающего металлического стакана. В эксперименте исследовались три типа порошков-наполнителей:

- порошок со 100% содержанием марганец-цинкового феррита,
- порошок со 100% содержанием карбонильного железа,
- композитные порошки марганец-цинкового феррита и карбонильного железа с разной концентрацией карбонильного железа.

При каждом измерении использовался стандартный объем порошка – 0.2см^3 .

По результатам измерений более высокими радиопоглощающими свойствами обладает композитный порошок марганец-цинкового феррита с 20% содержанием карбонильного железа.

Результаты измерений резонансных характеристик резонатора с образцами порошков приведены на рисунках 1,2,3 и 4.

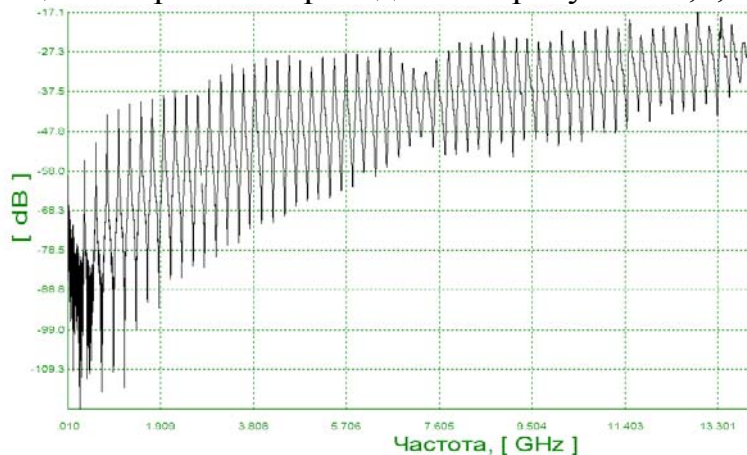


Рис. 1 . Характеристика передачи СВЧ мощности резонатора без образца.

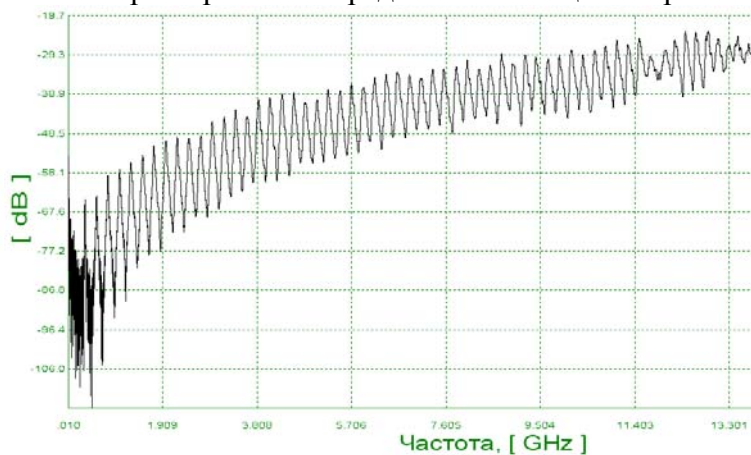


Рис. 2 . Характеристика передачи СВЧ мощности резонатора с образцом 100% Mn-Zn феррит.

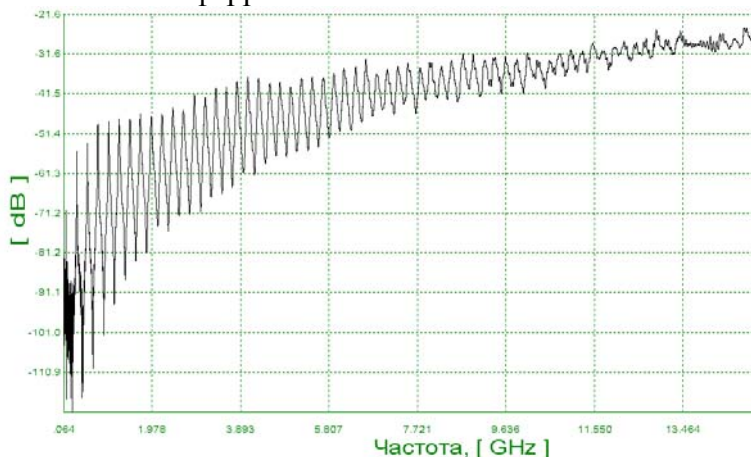


Рис. 3 . Характеристика передачи СВЧ мощности резонатора с образцом 100% Fe.

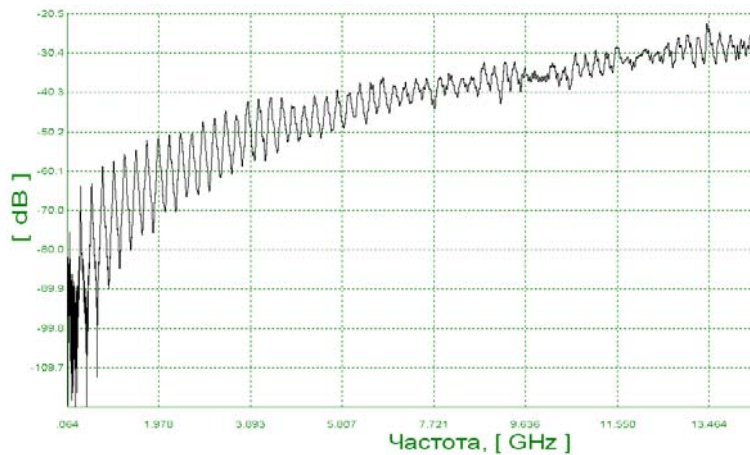


Рис. 4. Характеристика передачи СВЧ мощности резонатора с образцом 20% Fe и 80% Mn-Zn феррит.

Из приведенных характеристик передачи резонатора можно качественно оценить поглощающие свойства исследуемых порошков. Чем меньше амплитуда резонансных пиков, тем выше уровень поглощения порошков. Значения величины изменения высоты резонансного пика представлены в таблице 1.

Таблица 1

Частота резонанса, ГГц		0,35	1,7 3	3,6	5,2	6,8	8,7	10, 6	12, 1	13, 8	15, 9
Уменьшение высоты резонансного пика, дБ	Mn-Zn феррит -100%	9,7	12, 2	12, 8	8,7	7,9	7,0	6,4	5,0	6,9	1,9
	Fe-100%	0,7	6,9	8,4	8,3	7,4	9,2	11, 3	7,6	7,9	3,8
	Mn-Zn феррит -80% и Fe-20%	8,7	13, 0	14, 4	12, 2	8,5	10, 5	8,5	8,5	4,9	2,6

Из результатов, приведенных в таблице, следует, что в нижней части частотного диапазона более эффективным поглощением обладает образец Mn-Zn феррита (100%) по сравнению с образцом металлического Fe (100%). В верхней области частотного диапазона от 5 ГГц до 16 ГГц более эффективным поглощением обладает образец тонкодисперсного порошка Fe (100%) по сравнению с образцом порошка Mn-Zn феррита (100%). Образец композитного порошка состава 20% Fe и 80% Mn-Zn феррита в нижней части СВЧ - диапазона практически не отличается по своим радиопоглощающим свойствам от Mn-Zn феррита (100%), а на частотах от 2 ГГц до 12 ГГц обладает лучшими радиопоглощающими свойствами, чем Mn-Zn феррит (100%) и Fe (100%).

Радиопоглощающие свойства образцов оценивались по измерениям коэффициента отражения от короткозамкнутой нагрузки коаксиальной линии с исследуемым порошком, с помощью векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVA40, по разработанной методике.

Результаты измерений представлены в таблице 2.

Таблица 2

№ образца	S11, (ДБ)								
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0
F(GHz)	0,2	0,98	3,17	5,09	8,58	11,35	11,29	12,18	10,77
Fe карбонильное	0,2	0,98	3,17	5,09	8,58	11,35	11,29	12,18	10,77
порошок Mn-Zn + Fe 20 %	2,85	5,24	8,43	11,23	9,74	8,06	7,83	7,14	8,00
порошок марганец- цинкового феррита 10000 НМ	2,85	5,24	8,43	9,81	8,49	8,06	6,08	4,17	4,80

По результатам исследований была установлена возможность управления радиопоглощающими свойствами тонкодисперсных порошков наполнителей на основе ферритов введением в состав карбонильного железа. При этом радиопоглощающие свойства композитного порошка могут оказаться значительно выше в более широком диапазоне частот (для образца с содержанием металлического железа 20%), чем у компонентов их составляющих, что, по-видимому, связано с возникновением новых условий для естественного ферромагнитного резонанса. Данные свойства позволяют использовать нанокompозиты на основе высокодисперсных порошков в качестве наполнителей для создания материалов, поглощающих электромагнитные излучения сантиметрового и дециметрового диапазона длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Никольский «Электродинамика и распространение радиоволн» М.: Наука, 1973.
2. А.А. Брант «Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах» М.: ФМ ГИЗ, 1963.
3. Волков В.Л., Сыркин В.Г., Толмаский И.С. «Карбонильное железо» М.: Metallургия, 1969.

ЭЛЕКТРОИМПЕДАНСНЫЙ ТОМОГРАФ С 3D ВИЗУАЛИЗАЦИЕЙ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ГИНЕКОЛОГИИ

Т.С. Туйкин¹, А.В. Корженевский¹, О.В. Троханова², В.А. Черепенин¹,
С.А. Сапецкий¹

¹ *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

² *Ярославская государственная медицинская академия*

tt@cplire.ru

Электроимпедансная томография (томография электрического импеданса, изначально томография приложенных потенциалов) – метод получения изображений пространственного распределения электрического импеданса в объекте с помощью электрических измерений, проводимых на его поверхности, и последующего решения обратной задачи. Б. Браун и Д. Барбер из Шеффилдского университета (Великобритания) предложили в 1983 этот метод [1] и впервые в 1985 году представили электроимпедансную томограмму руки [2], тем самым, открыв новую область исследования. Одной из проблем, тормозивших до недавнего времени внедрение этого метода в практику, была сложность получения статических электроимпедансных томограмм. Как и любое томографическое исследование, электроимпедансная томография требует опорного набора данных для оценки воздействия, оказываемого исследуемым объектом на зондирующий агент. Для непосредственного измерения опорного набора в случае электроимпедансной томографии требуется наличие проводящей среды. Обычно для этого используется измерительная ванна с электродами, наполненная проводящей жидкостью. После измерения опорного набора исследуемый объект погружается в эту ванну. Подобный метод, подходящий для лабораторных экспериментов, использовался при получении первой электроимпедансной томограммы руки [2]. Для широкого использования в медицине он непригоден. При отсутствии объекта заданной формы с однородной проводимостью опорный набор данных можно измерить на исследуемом объекте, когда он находится в другом состоянии. В этом случае получается так называемая динамическая томограмма, т.е. изображение изменений, произошедших между двумя измерениями. Статические объекты на таких изображениях не видны. Динамическая визуализация применима при исследованиях лёгочной, сердечной динамики, изменения кровотока, динамических процессов при глотании, работе желудка и т.п. В ИРЭ РАН был разработан подход, при котором опорный набор данных синтезируется путем аппроксимации измеренных на реальном объекте данных набором простых линейно независимых функций [3]: с помощью метода наименьших квадратов измеренные данные аппроксимируются более

гладкими зависимостями, повторяющими их общий ход, но не детали, несущие информацию о внутренней структуре объекта.

Визуализация электрических свойств открывает принципиально новый канал получения информации о состоянии тканей и органов. Процессам изменений плотности, которые выявляются традиционными методами медицинской визуализации (рентген, УЗИ, ЯМР), предшествуют изменения кровообращения, состояния клеточных мембран и межклеточной жидкости. Подобные изменения, не регистрируемые традиционными методами, влияют на электрические свойства тканей. Использование многочастотного анализа позволяет получать еще больше информации о состоянии биологической ткани. Подобный анализ позволяет выявлять отклонения, которые не видны другими методами [4]. Бесспорным плюсом так же является низкая стоимость диагностического оборудования в сравнении с рентгеном и даже УЗИ и отсутствие дорогостоящих расходных материалов. Низкое энергопотребление позволяет питать электроимпедансный томограф от аккумулятора мобильного ПК, что, в сочетании с небольшими габаритами прибора, придаёт диагностической системе высокую мобильность. Электроимпедансное томографическое исследование полностью безвредно, как для пациента, так и для персонала. Метод является удобным и высокоинформативным, а благодаря возможности многократных обследований без ограничения частоты процедур, он легко позволяет наблюдать за динамикой изменений.

На сегодняшний день, несмотря на привлекательные свойства и почти 30 лет существования, метод электроимпедансной томографии еще не получил широкого клинического применения в мире. Единственным диагностическим прибором, выпускаемым серийно и использующим метод электроимпедансной томографии, является маммограф электроимпедансный многочастотный «МЭМ» [4-5] и его предшественник «МЭИК». Прибор имеет фиксированную геометрию измерительной матрицы, следовательно, нет сложностей с позиционированием (или получением координат) электродов. Прибор используется более 10 лет в России и за рубежом для диагностики молочных желёз, в том числе для выявления раковых заболеваний, занимающих по статистике для женщин первое место по частоте среди других раковых заболеваний. Второе место занимает рак шейки матки, особенно сложна своевременная диагностика инфильтративного рака шейки матки. Для обеспечения его своевременной диагностики был разработан прототип гинекологического электроимпедансного томографа «ГИТ», в котором использован опыт создания и клинической эксплуатации электроимпедансного маммографа «МЭМ».

Общий вид прибора «ГИТ» представлен на рис. 1, блок схема устройства - на рис. 2. Измерительный блок (1 на рис.1) подключается с

помощью USB кабеля (3 на рис.1) к компьютеру (4 на рис.1) для получения питания и передачи данных для последующей реконструкции и отображения томограмм на экране компьютера.

Целесообразно использовать несколько измерительных головок (2 на рис.1) с одним измерительным блоком, поскольку требуется дезинфекции измерительных головок между обследованиями. Измерительная головка имеет кабель длиной 1 метр, разъём для подключения к измерительному блоку и измерительный зонд с максимальным диаметром 30мм, оканчивающийся измерительной матрицей из 32 электродов. Аналогично прибору «МЭМ» для проведения исследования на руку пациента подключается отводящий электрод-прищепка (5 рис.1), состоящий из двух электродов: одного для инъекции тока и другого для измерения потенциалов, которые всегда участвуют в инъекции и измерениях соответственно.



Рис. 1. Прототип гинекологического электроимпедансного томографа «ГИТ».

Реконструкция проводимости осуществляется методом взвешенных обратных проекций вдоль эквипотенциальных поверхностей электрического поля [4], по формуле:

$$S(x, y, z) = 1 + W_1(z) \sum_i \frac{1}{\int_{L(x,y,i)} W_2(l) dl} \int_{L(x,y,i)} W_2(l) (E_r(l) - E_m(l)) / E_r(l) dl,$$

где $S(x, y, z)$ - реконструируемая проводимость, E_m и E_r - измеренный и синтезированный опорный набор данных, W_1 - монотонно возрастающая весовая функция, которая выравнивает чувствительность по глубине z , $W_2 = 1/R^4 = 1/((x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + z^2)^2$, i - номер инжектирующего электрода, $L(x, y, i)$ - линия пересечения эквипотенциальной поверхности и плоскости $z = 0$, на которой расположены измерительные электроды.

Набор данных для реконструкции, получаемый с 32 электродов «ГИТ», позволяет, в отличие от «МЭМ» (256 электродов), визуализировать исследуемый объект в реальном масштабе времени. Визуализация

осуществляется в виде трёх сечений на расстоянии 2,5,8 мм от измерительной матрицы, на рис. 3 представлен иллюстрация, поясняющая положение сечений и пример визуализации шейки матки. Кроме трех томографических сечений программа отображает также карту хороших/плохих контактов матрицы электродов (правый нижний квадрант окна). Частота сигнала при исследовании может задаваться в диапазоне от 10 до 50 кГц.

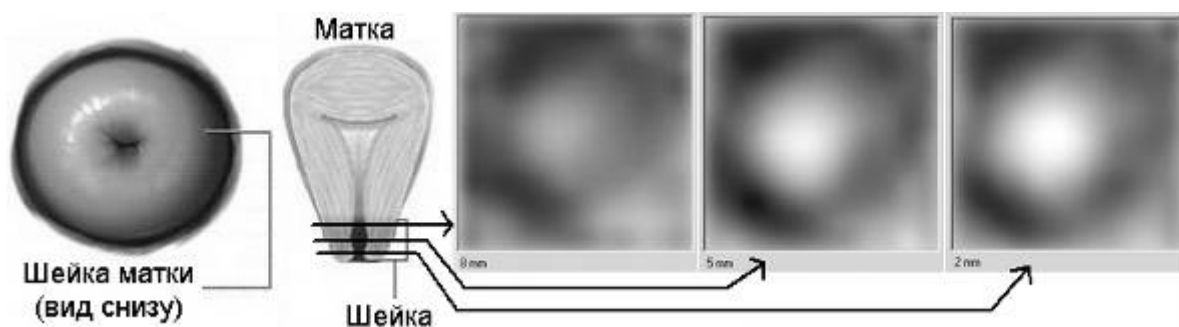


Рис. 2. Иллюстрация положения визуализируемых плоскостей.

Прототип гинекологического импедансного томографа позволяет визуализировать пространственное распределение электропроводности шейки матки. Ведутся первые клинические исследования диагностических возможностей прибора. Планируется исследовать влияние: уменьшения размеров измерительных электродов, увеличения их числа (с возможным отказом от визуализации в реальном времени), использования активных экранов для компенсации ёмкости измерительного кабеля. В будущем планируется интегрировать ПК в измерительную систему, сделав её похожей на традиционные диагностических системы, такие как УЗИ сканеры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barber D. C., Brown B. H., Freeston I. L. // Electronics Letters. 1983. V.19(22). P.933-935.
2. Brown B. H., Barber D. C., Segar A. D. // Clin. Phys. Physiol. Meas. 1985. V.6(2). P.109-121.
3. Cherepenin V., Karpov A., Korjnevsky A. at al. // Physiol. Meas. – 2002. – V.23(1). – P.33-41.
4. Троханова О.В. “Электроимпедансная маммография. Методическое пособие для врачей-курсантов факультета последипломного образования. ЯГМА.” Ярославль: Аверс Плюс, 2007.
5. Cherepenin V, Karpov A, Korjnevsky A at al. // IEEE Trans. Medical Imaging 21(6) 662-7/

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОРОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК НА БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

Е.А. Цветкова, Д.П. Зубченко

ОАО «НИИ «Феррит-Домен»

<mailto:4ucmoma@mail.ru>

В настоящей работе представлены результаты исследований однородности диэлектрической проницаемости радиопоглощающих материалов (РПМ) на основе тонких пленок аморфного гидрогенизированного углерода с наночастицами 3d-металлов, нанесенных на гибкую подложку размером 600x700 мм методом ионно-плазменного магнетронного напыления.

Тонкие пленки РПМ были получены в среде аргон-водорода при совместном распылении никелевой и графитовой мишеней. Полученные РПМ нового поколения обладают высокоэффективным поглощением электромагнитного излучения ≥ 10 дБ в диапазоне частот от 2 до 100 ГГц при малой приведенной удельной массе, высокой прочности и термостойкости, устойчивости к климатическим воздействиям и агрессивным средам.

Способность материала поглощать электромагнитное излучение зависит от его электрических и магнитных свойств. Таким образом, для моделирования многослойных радиопоглощающих покрытий необходимо знать значения магнитной (μ^*) и диэлектрической (ϵ^*) проницаемостей.

Для экспериментального определения диэлектрической проницаемости (ϵ^*) была использована резонансная методика [1].

На рисунке 1 представлены графики зависимостей диэлектрической проницаемости двух образцов радиопоглощающих материалов (РПМ) в диапазоне частот от 6,7 до 15,0 ГГц. Для первого образца РПМ значение диэлектрической проницаемости варьировалось от 730 до 910, для второго образца РПМ - от 1000 до 1070.

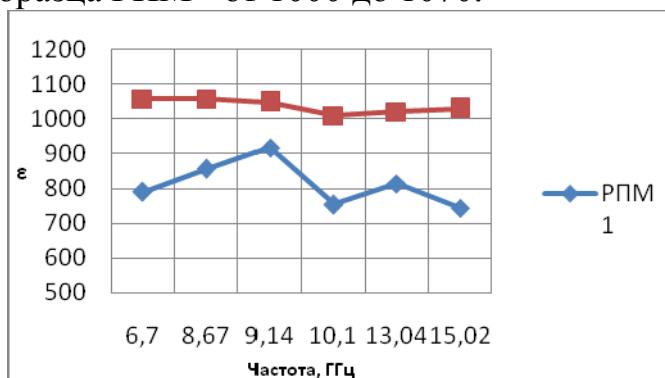


Рис. 1. Значение диэлектрической проницаемости образцов РПМ на основе тонких пленок.

Для определения однородности по поверхности образца был проведен эксперимент по исследованию диэлектрической проницаемости пленки в различных ее точках. Для этого был выбран неразрушающий резонаторный метод измерения.

На рисунках 2(а) и 2(б) представлены - схема установки для измерения однородности диэлектрической проницаемости пленки и используемый в работе коаксиальный резонатор.

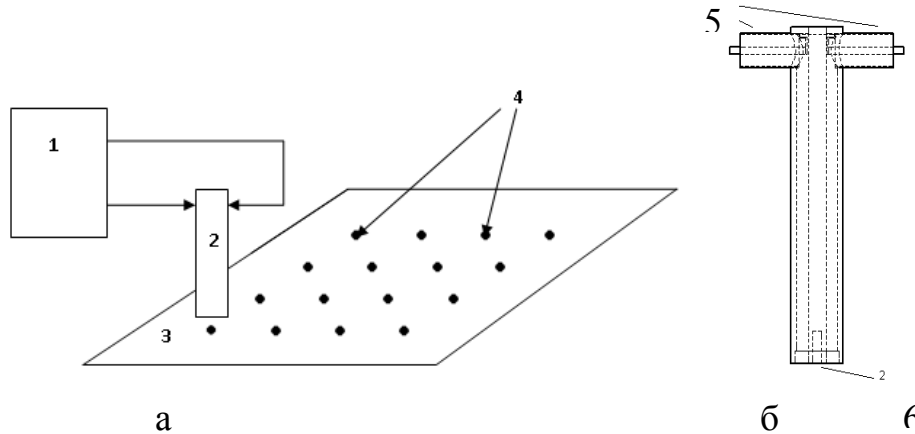


Рис. 2. Схема установки для измерения однородности диэлектрической проницаемости (а) и торцевой коаксиальный измерительный резонатор (б): 1 – анализатор цепей ZVA-40, 2 – измерительная резонаторная ячейка, 3 – образец, 4 – измерительные точки, 5 – входной и выходной СВЧ разъемы, 6 – открытый конец резонатора – место установки измеряемого образца РПМ.

При установке открытого конца резонатора на диэлектрический образец изменяется картина электрического и магнитного полей установившихся колебаний резонатора, что приводит к изменению характеристик, снимаемых при помощи векторного анализатора цепей ZVA-40 фирмы Роде-Шварц, по сравнению с ненагруженным резонатором (а именно к изменению значений резонансных частот и добротностей резонансов).

По изменению резонансной частоты можно определить вещественную часть комплексной диэлектрической проницаемости образца в данной точке:

$$\varepsilon' = \left(\frac{\mathcal{D}}{f_0} \cdot M_\varepsilon + 1 \right) \quad (1)$$

где f_0 - собственная частота невозмущенного резонатора, $\mathcal{D} = f_0 - f_1$ - изменение частоты при установке образца РПМ к открытому концу резонатора, M_ε - постоянный коэффициент, зависящий от распределения поля в резонаторе и месторасположения образца.

Вычисление мнимой части диэлектрической проницаемости ε'' возможно из результатов измерений добротностей свободного и нагруженного образцом резонатора:

$$\varepsilon'' = 2 \cdot M_{\varepsilon,n}(h) \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \quad (2)$$

где Q_0 - добротность пустого резонатора, Q - добротность резонатора с образцом.

Определение коэффициента M достаточно сложно и трудоемко, поэтому, для оценки неоднородности РПМ используются не абсолютные значения ε' и ε'' , а значения относительных изменений вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости $\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}$ и $\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''}$. Целесообразность данного подхода обусловлена тем, что, при допущении $\varepsilon' \gg 1$, искомые величины $\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}$ и $\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''}$ оказываются независимыми от коэффициента M , что позволяет исследовать неоднородность пленки, не определяя абсолютного значения диэлектрической проницаемости.

Таким образом, получаем следующие выражения для $\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}$ и $\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''}$:

$$\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{\varepsilon' - \varepsilon'_{\dot{a}\dot{a}}}{\varepsilon'_{\dot{a}\dot{a}}} = \frac{i \frac{\mathcal{J}}{f_0} - M \frac{\mathcal{J}_{\dot{a}\dot{a}}}{f_0}}{M \frac{\mathcal{J}_{\dot{a}\dot{a}}}{f_0}} \quad (3)$$

где $\varepsilon'_{\dot{a}\dot{a}}$ - диэлектрическая проницаемость точки, ε' которой принята за единицу, $\mathcal{J} = f_0 - f_1$, $\mathcal{J}_{\dot{a}\dot{a}} = f_0 - f_{\dot{a}\dot{a}}$, f_0 - собственная частота невозмущенного резонатора, f_1 - частота смещенного резонанса при установке резонатора в точку, для которой определяется $\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}$, $f_{\dot{a}\dot{a}}$ - частота смещенного резонанса при установке резонатора в точку, ε' которой принята за единицу.

$$\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'} = \frac{f_{\dot{a}\dot{a}} - f_1}{f_0 - f_{\dot{a}\dot{a}}} \quad (4)$$

Аналогичные преобразования выполняются и для $\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''}$:

$$\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''} = \frac{(Q_0 - Q) \cdot Q_{\dot{a}\dot{a}}}{(Q_0 - Q_{\dot{a}\dot{a}}) \cdot Q} - 1 \quad (5)$$

где Q_0 - добротность пустого резонатора, Q - добротность резонатора с образцом в измеряемой точке, $Q_{\dot{a}\dot{a}}$ - добротность резонатора с образцом в точке, ε'' которой принята за единицу.

Согласно вышеуказанной методике, последовательно перемещая открытый конец резонатора от одной измерительной точки к другой и наблюдая изменение характеристик резонатора вследствие неоднородности исследуемого образца, можем получить значения $\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}$ и $\frac{\delta\varepsilon''}{\varepsilon''}$ для всех исследуемых точек.

Пример снимаемых характеристик, приведен на рисунке 3.

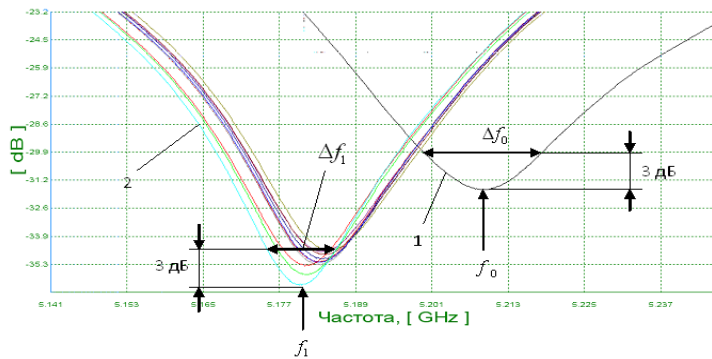


Рис. 3. Фрагмент характеристики передачи СВЧ сигнала резонатора: 1 – без образца, 2 – с образцом РПМ.

Образец радиопоглощающего материала был измерен в 56 точках. График полученных значений для частоты 3,23 ГГц представлен на рисунке 4.

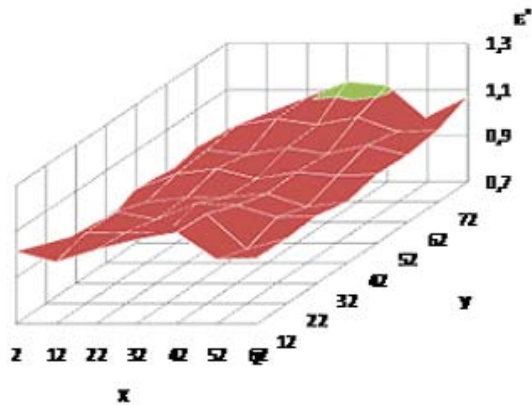


Рис. 4. График однородности диэлектрической проницаемости в пленке РПМ размером 600x700 мм на частоте 3,23 ГГц

Значение диэлектрической проницаемости по площади образца изменяется в пределах 5% от среднего значения.

На основании проведенных исследований однородности технологического процесса напыления пленок состава α -C:H(Ni) можно сделать вывод о правильном выборе материалов и конструкций мишеней, параметров технологического режима напыления и стабильной работе магнетронов установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.В. Яковлев, В.П. Иванов, Г.А. Николайчук. Измерение комплексной диэлектрической проницаемости тонкопленочных радиопоглощающих материалов в диапазоне частот от 300 МГц до 40 ГГц резонансным методом. XVII Международная конференция. Магнетизм, дальнее и ближнее спин-спиновое взаимодействие. Секция Международной конференции Электромагнитное поле и материалы в МЭИ (ТУ). Москва- Фирсановка, 20-22 ноября 2009, с.257-258.

ЭКСПРЕСС-МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ДИОДНО-ЛАЗЕРНОГО СПЕКТРОМЕТРА

Е.А. Чернышова^{1,2}

¹Самарский Филиал Учреждения Российской Академии Наук Физического Института
им. П.Н. Лебедева РАН (СФ ФИАН)

²Государственное Образовательное Учреждение Высшего Профессионального
Образования «Самарский Государственный Университет» (СамГУ)
cat.chernyshova@fian.smr.ru

Методы молекулярной спектроскопии широко применяются при решении задач атмосферной оптики, химии, астрофизики, лазерной физики. В последние годы развитие экспериментальной техники позволило перейти к систематическому изучению высоковозбужденных колебательно-вращательных состояний молекул, которым соответствуют слабые полосы поглощения в видимой и ближней инфракрасной (ИК) областях спектра. Интерес к исследованию высоковозбужденных состояний обусловлен, во-первых, возможностью более детального изучения влияния возбуждения на внутримолекулярную динамику [1]. Во-вторых, в ряде задач атмосферной оптики слабые линии могут давать существенный вклад в поглощение атмосферой солнечного излучения ближнего ИК- и видимого диапазонов. Эта задача привлекает в настоящий момент большое внимание, поскольку загрязнение атмосферы и глобальное потепление, вызванное парниковым эффектом, становятся все более значимыми социальными факторами [2]. Кроме того, обертоны и комбинационные полосы молекул в области 0,6 - 1,5 мкм представляются перспективными для мониторинга технических газов. В частности содержание синглетного кислорода и давление паров воды являются важнейшими параметрами, которые необходимо контролировать при разработке и оптимизации конструкции химического кислородно-йодного лазера [3].

Популярной методикой, используемой для регистрации слабых линий поглощения, является спектроскопия с модуляцией длины волны (WMS) [4]. При WMS детектирование сигнала происходит не на постоянном токе, а на гармониках (производных) частоты модуляции, в результате чего существенно увеличивается отношение сигнал/шум. Подобный подход обладает высокой чувствительностью, но имеет маленькую скорость измерений.

Телекоммуникационные диодные лазеры для волоконно-оптической связи и хранения информации на компакт дисках в настоящий момент выпускаются в массовом порядке. Как следствие, подобные лазерные

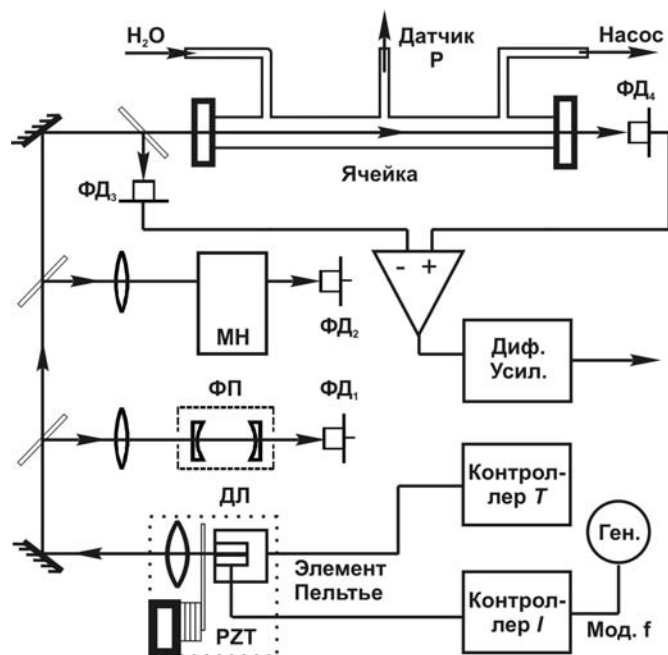


Рис. 1. Схема диодно-лазерного WMS-спектрометра с дифференцирующим усилителем.

излучатели легко доступны и очень надежны, поэтому их часто используют в качестве источников зондирующего излучения для создания недорогих WMS спектрометров в области ближнего ИК. При регистрации минимальных концентраций интересующих молекул в газовой смеси важно использовать наиболее интенсивную линию в спектре поглощения, для чего необходимо подобрать соответствующий диодный лазер. Однако стандартная WMS-методика из-за большой продолжительности измерений, что чрезвычайно затрудняет процедуру подбора диодно-лазерного излучателя.

Цель работы заключалась в разработке метода ускоренной экспресс идентификации участка спектра поглощения молекулы, доступного с выбранным диодным лазером. В качестве демонстрации возможностей метода также выполнено измерение влажности лабораторного воздуха.

На рис. 1 представлена схема модифицированного диодно-лазерного спектрометра с модуляцией длины волны. В качестве источника излучения использовался AlGaAs/GaAs диодный лазер, излучающий около $\lambda = 821$ нм. Лазерное излучение коллимировалось в параллельный пучок с помощью микрообъектива и направлялось в измерительную ячейку. Грубая настройка излучаемой длины волны ДЛ на различные участки спектра поглощения исследуемого газа обеспечивалась за счет изменения температуры кристалла элементом Пельтье. Быстрая непрерывная перестройка длины волны

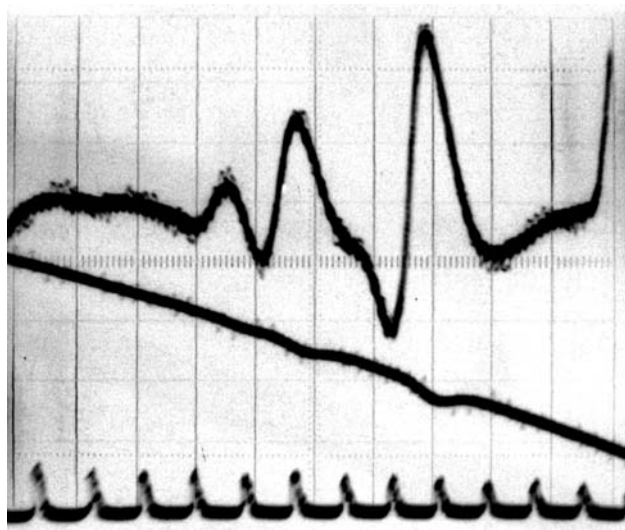


Рис. 2. Идентификация линий поглощения молекул воды.

зондирующего излучения необходимая для выполнения WMS спектроскопии осуществлялась путем изменения тока накачки ДЛ по пилообразному закону с помощью контроллера I. Для гарантированной работы диодного лазера в одномодовом режиме между линзой и излучающей гранью устанавливалось тонкое ($\approx 100\text{мкм}$) покровное стекло от микроскопа. Контроль спектральных характеристик лазерного излучения осуществлялся с помощью монохроматора (МН) и конфокального интерферометра (ФП).

Исследуемые водяные пары находились в металлической кювете длиной 1 м, на торцах которой располагались стеклянные окошки. Для устранения влияния паразитных изменений оптической мощности применялась техника балансного фотодетектирования. С этой целью сигналы фотодетекторов ФД₃ и ФД₄, пропорциональные соответственно оптической мощности до и после кюветы, подавались на разностный усилитель. В отличие от стандартной WMS методики, в данной установке для выделения сигнала 2-ой гармоники использовалась простая дифференцирующая цепь (Диф.Усил.), что позволило в режиме реального времени отображать сканируемый участок спектра на экране осциллографа рис. 2. Две верхних осциллограммы представляют собой сигналы 2-ой гармоники и прямого поглощения, соответственно для полосы (2,1,1 ← 0,0,0) молекулы H₂O. Видно, что WMS методика и в этом случае дает значительный выигрыш в отношении сигнал/шум. Нижняя осциллограмма представляет собой резонансы пропускания конфокального интерферометра ФП задающие частотный масштаб по оси абсцисс. В общей сложности были зарегистрированы 7 близко расположенных линий, которые

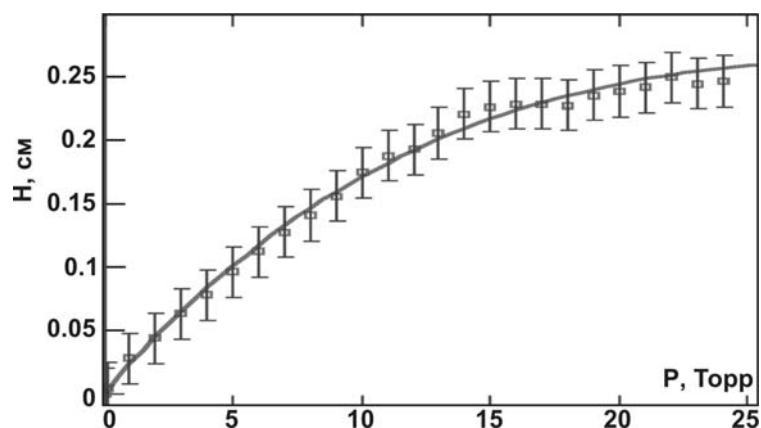


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала второй гармоники от давления паров в ячейке.

были легко идентифицированы по спектроскопической базе HITRAN, что позволило быстро настроить лазер на наиболее сильную линию поглощения в доступном участке спектра. Предложенная методика была применена для измерения концентрации паров воды в лабораторном воздухе. На выбранной линии поглощения, проводилось измерение зависимости амплитуды сигнала второй гармоники от давления паров воды в ячейке. Теперь измеряя величину второй гармоники сигнала поглощения водяных паров можно оценить их концентрацию в воздухе лаборатории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов "Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах" М.: Наука, 1997.
2. Н.Н. Розанов "Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах" М.: Наука, 1997.
3. Н.Н. Розанов "Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах" М.: Наука, 1997.
4. D.V. Skryabin // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No 4. P. 3508.