

СЕКЦИЯ 4. СПЕКТРОСКОПИЯ И ТОМОГРАФИЯ

Оптическая когерентная томография полного поля на основе акустооптической фильтрации интерференционных изображений

А.С. Мачихин, А.В. Висковатых, В.Э. Пожар..... 3

Акустооптическая спектрометрия

В.Э. Пожар 5

Спектроскопические исследования хромового бората самария $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$

Е.А. Добрецова, К.Н. Болдырев 7

Терагерцовая спектроскопия редкоземельных ферроборатов $R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ ($R = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}$)

К.Н. Болдырев, Д.А. Ерофеев, Т.Н. Станиславчук 10

Электронные, фононные и магнитные состояния сегнетоэлектрика CuV_2O_4

К.Н. Болдырев, М.Н. Попова, Р.В. Писарев, Л.Н. Безматерных 12

Исследование температурной зависимости спектров люминесценции нанокompозитов с квантовыми точками CdSe

К.А. Магарян, М.А. Михайлов, К.Р. Каримуллин, И.А. Васильева, Г.В. Климусева 14

Рассеяние волн миллиметрового диапазона на водных растворах аминокислот

М.Г. Акатьева 17

Электродинамические свойства тонких пленок на платинированной кремниевой подложке в ТГц диапазоне

С.В. Чучупал, Г.А. Командин, А.А. Волков, О.Е. Породинков, И.Е. Спектор, К.А. Воротилов, Д.С. Серегин, А.С. Сигов 20

Изучение механизмов поглощения в облучённых нелинейно-оптических кристаллах ZnGeP_2 в терагерцовом диапазоне частот

С.В. Чучупал, Г.А. Командин, Е.С. Жукова, О.Е. Породинков, Ю.А. Шакир, А.И. Грибенюков, И.Е. Спектор 22

Комбинационное рассеяние света в квазиупорядоченных структурах кремниевых нанонитей

С.П. Родичкина, К.А. Гончар 24

Молекулярная визуализация в магнитно-резонансной томографии

Ю.А. Пирогов 26

Особенности СВЧ фотопроводимости двусторонних кремниевых солнечных элементов р⁺-п-п⁺ типа

О.Г. Кошелев, Г.Г. Унтила, А.А. Михин 28

Сравнение МПН и регуляризации для многолучевых измерительных систем

Е.Н. Терентьев, Н.Е. Терентьев 31

Оптическая когерентная томография полного поля на основе акустооптической фильтрации интерференционных изображений

А.С. Мачихин, А.В. Висковатых, В.Э. Пожар
Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН
aalexanderr@mail.ru

В настоящее время оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из основных методов исследования внутренней структуры оптически прозрачных объектов в биомедицине и неразрушающем контроле материалов [1]. Ее отличают бесконтактность, высокое пространственное разрешение, достаточно высокая скорость регистрации данных, возможность (в некоторых вариантах) работы в полном поле. В методе ОКТ базируется на интерференционной схеме регистрации, позволяющая зарегистрировать либо автокорреляционную функцию путем механического сканирования по глубине образца (ОКТ во временной области (ВО)), либо спектр интенсивности сигнала (ОКТ в спектральной области (СО)), и дальнейшем пересчете этих измеренных функций в распределение коэффициента отражения по глубине образца. Методы ОКТ СО не требуют механического сканирования и обеспечивают большую чувствительность по сравнению с системами ОКТ ВО.

Наиболее распространенная схема ОКТ СО полного поля основана на использовании перестраиваемого источника света (рис.1,а), в котором в качестве спектрального элемента используется оптоволоконный фильтр Фабри-Перо или акустооптический (АО) фильтр с оптоволоконным сопряжением [2]. Высокое спектральное разрешение ($\sim 0,1$ нм) этих фильтров требует высокой яркости источника, а большое количество регистрируемых спектральных изображений (~ 1000) не позволяет для многих приложений получить достаточно высокую скорость регистрации.

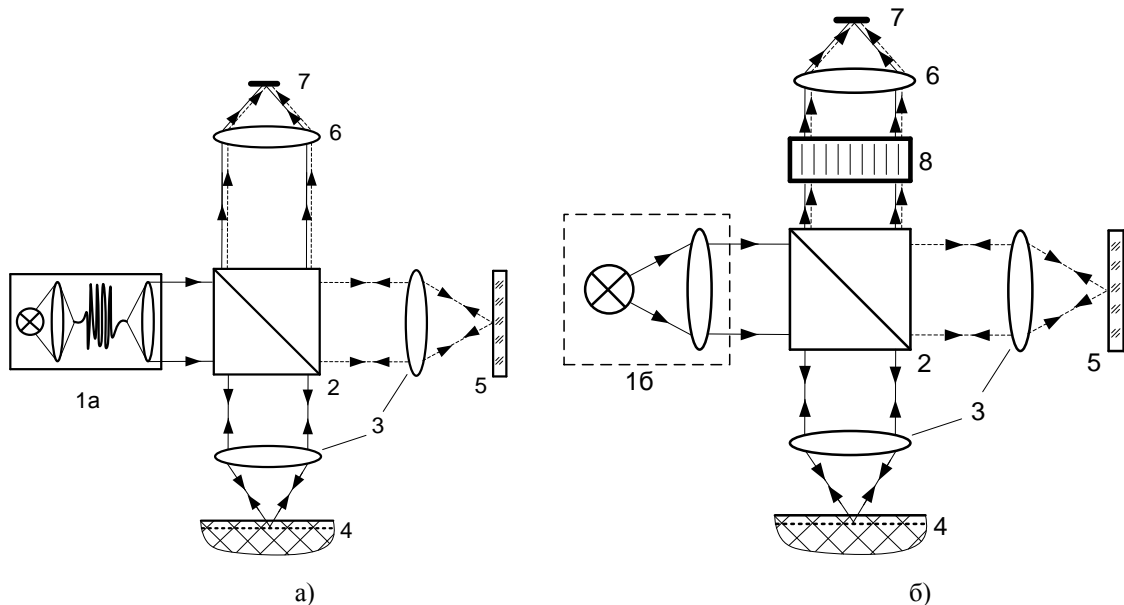


Рис. 1. Оптические схемы ОКМ СО

- а) на основе перестраиваемого источника света в осветительном канале;
б) разработанная - на основе перестраиваемого АО фильтра изображений в канале регистрации.
1а – перестраиваемый источник света, 1б – широкополосный источник света, 2 – светоделитель,
3 – микрообъективы, 4 – анализируемый слой исследуемого объекта, 5 – опорное зеркало, 6 –
выходной объектив, 7 – видеокамера, 8 – АО фильтр изображений

В докладе представлена оригинальная схема ОКТ СО, где используется широкополосный источник света, а перестройка по спектру обеспечивается АО фильтром изображений [3], осуществляющим спектральную фильтрацию интерферирующих пучков в канале регистрации (рис.1,б). При спектральной полосе ~ 1 нм число спектральных каналов составляет 100-150, что позволяет сократить время регистрации примерно на порядок и повысить интенсивность на фотоприемнике, что обеспечивает приемлемую чувствительность даже при работе в полном поле.

С помощью экспериментальной установки, собранной по представленной на рис.1,б схеме, в диапазоне длин волн 800-900 нм были зарегистрированы 100 спектральных интерференционных изображений тестового объекта. В качестве него использовалось плоское зеркало, которое располагали последовательно в шести разных положениях по глубине. На рис.2,а-е приведены рефлектограммы $I(x,z)$, отображающие распределение величины отраженного сигнала I по глубины z вдоль оси x . Значение в каждой точке изображения вычислено путем преобразования Фурье от спектра сигнала в этой точке и отображается градациями яркости. Положение отражающей плоскости достаточно точно соответствует положению референтного зеркала в каждой серий измерений. (Пространственное разрешение в эксперименте составляло 2 мкм.) Интенсивность отраженного сигнала плавно спадает по глубине, что согласуется с теоретическими оценками [1]. Аналогичные измерения были проведены для других тест-объектов известной формы и полученные рефлектограммы (рис.2,з,ж) качественно соответствуют ожидаемым.

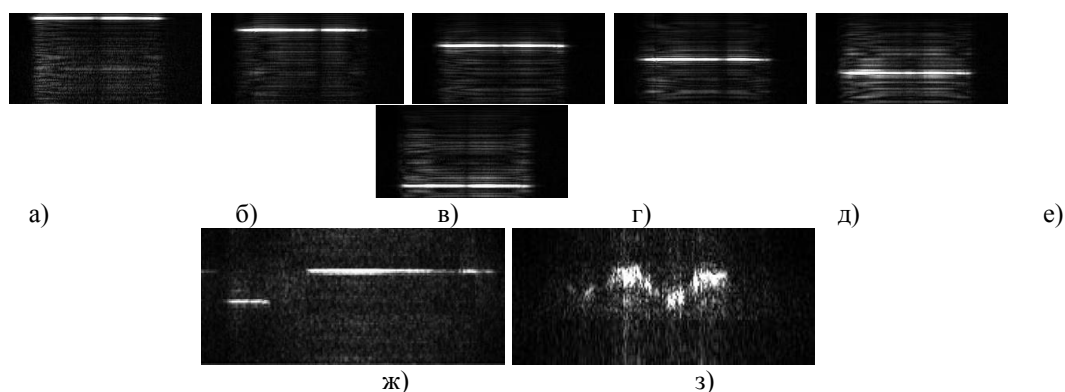


Рис. 2. Рефлектограммы, полученные при использовании в качестве тест-объекта

- 1) плоского зеркала, при различных положениях НРХ а) 10 мкм; б) 30 мкм; в) 50 мкм; г) 70 мкм; д) 90 мкм; е) 110 мкм; 2) двух плоских зеркал, образующих ступеньку величиной 30 мкм (ж); 3) царапины глубиной ~ 25 мкм на металлической поверхности (з)

Проведенные эксперименты демонстрируют принципиальную применимость описанной оптической схемы для задач анализа распределения свойств оптически прозрачных (томография) и непрозрачных (профилометрия) объектов по глубине. Основными достоинствами схема являются увеличение светосилы и быстродействия, отсутствие сложных и дорогостоящих перестраиваемых источников света, возможность работы в режиме видеоспектрометра (при блокировании опорного канала).

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook of optical coherent tomography. Edited by Bouma B., Tearney G. New York: Marcel Dekker, Inc., 2002.
2. V. Považay et al. // Opt. Express, 2006. V. 14, P. 7661.
3. Висковатых А.В. и др. // Письма ЖТФ, 2013. Т. 40. В. 4. С. 33.

Акустооптическая спектрометрия

В.Э. Пожар

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

v_pozhar@rambler.ru

Спектрометрия с использованием акустооптических (АО) перестраиваемых фильтров может рассматриваться как отдельный вид спектральных измерений, отличающийся не только технической реализацией, но и методами измерений, и потенциальными возможностями. Ряд особенностей этих устройств требует или позволяет использовать новые алгоритмы измерения и анализа спектров. В докладе описаны два оригинальных метода измерений: фрагментарная спектральная регистрация (ФСР) и единообразная спектральная реконструкция (ЕСР), позволяющие оптимизировать процесс измерения.

Уникальным свойством АО фильтров является резкая спектральная адресация (РСА), заключающаяся в способности настроиться на любую длину волны λ за одно и то же минимальное время (10 мкс). Это позволяет отойти от классического сканирования спектра и реализовать алгоритм спектральной регистрации самого общего вида $\lambda(t)$. В свою очередь, эта возможность требует разработки новой концепции выбора алгоритма измерения спектра. В связи с тем, что во многих задачах спектрального анализа полезная информация содержится только в некоторых линиях спектра, возникает задача выбора минимального набора спектральных точек $\{\lambda_i\}$, достаточного для решения данной конкретной аналитической задачи. Решение этой задачи позволяет сократить время измерений в некоторых применениях на 1-2 порядка по сравнению с непрерывным сканированием при том же «качестве» анализа. Этот подход был развит [1] в применении к проблеме количественного анализа воздушных масс в задачах мониторинга и санитарного контроля воздуха [2]. Он получил название фрагментарная спектральная регистрация (fragmentary spectral registration – FSR) [3].

Указанная задача была принципиально решена: были сформулированы критерии сравнения различных алгоритмов и разработаны средства их оценки и сопоставления. Было показано, что методы ФСР эффективны при анализе линейчатых разреженных спектров с помощью акустооптических РСА-спектрометров. Эти методы могут найти применения, например, в эмиссионной спектроскопии, в спектроскопии комбинационного рассеяния, в абсорбционной спектроскопии газов, особенно в условиях лимита времени, в таких задачах как мониторинг, экспресс-анализ, контроль процессов.

В то время как метод ФСР решает проблему для линейчатых спектров, для гладких спектров проблема определения оптимального алгоритма сохраняется. Решение этой задачи может быть основано на другом свойстве АО фильтров, финитности фурье-образа (ФО) их функции пропускания $h(\nu)$, следующим образом [4]. Процедура измерения спектра описывается уравнением

$$s(\nu_f) = \int b(\nu) h(\nu - \nu_f) d\nu \quad (1)$$

где $\nu=1/\lambda$ - оптическая пространственная частота, $b(\nu)$ – оптический спектр объекта, $s(\nu_f)$ – спектрограмма, т.е. зависимость измеренного сигнала от частоты настройки АО фильтра ν_f . Согласно теореме Котельникова спектрограмма в любой точке спектра записывается в виде

$$s(\nu) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} s(\nu_m) \frac{\sin(\pi(\nu/\Delta\nu_d - m))}{\pi(\nu/\Delta\nu_d - m)} \quad (2)$$

т.е. выражается через отсчеты в точках спектра $\nu_m = m \Delta\nu_d$, m – целое, $\Delta\nu_d = 1/(2L_{AO})$, L_{AO} – эффективная длина АО взаимодействия, определяющая ширину ФО функции пропускания АО фильтра. Это выражение позволяет в принципе решить задачу нахождения оптимального алгоритма. Если провести измерения на множестве эквидистантных точек спектра ν_m , то спектрограмма может быть точно вычислена в любой точке спектра, в связи с чем этот метод был назван [5] единообразной спектральной реконструкцией (exact spectral reconstruction – ESR). В реальных условиях, конечно, следует учесть случайную погрешность отсчетов и ограниченность их числа ($\nu_{min} - \nu_{max}$), но это приводит лишь к относительно небольшой погрешности формулы (2). Таким образом, метод ESR дает возможность точно сравнивать спектральные функции, измеренные на разных по характеристикам АО спектрометрах.

Следует отметить, что второе свойство АО фильтров (финитность ФО) в отличие от первого свойства (РСА) является не уникальным, а скорее универсальным, что связано с конечными размерами измерительных инструментов. А потому полученные результаты могут представлять интерес и для других методов измерений оптических спектров.

В заключении доклада отмечены и другие особенности АО спектрометров, позволяющие эффективно применять их для модуляционной спектроскопии, спектроскопии с временным и пространственным разрешением, а также для двумерной и трехмерной спектральной визуализации структуры объектов. Кроме того, показано, что возможность управления параметрами измерительной процедуры в реальном времени позволяет реализовать на основе АО спектрометров новые, спектрально-адаптивные алгоритмы измерения [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Fadeyev, V.E. Pozhar // Proc. SPIE. 2011. V. 8082, 808242.
2. М.М. Мазур и др. // Приборы и техника эксперимента. 2011. В. 2. С. 140-146.
3. A.V. Fadeyev, V.E. Pozhar, V.I. Pustovoi // Proc. SPIE. 2013. V. 8890, 88900H.
4. В.Э. Пожар, В.И. Пустовойт // Докл. Акад. наук. 2006. Т. 406. № 1. С. 40-43.
5. И.Б. Кутуза, В.Э. Пожар // Физ. основы приборостроения. 2013, т.2, №4, с.82-86.
6. А.В. Фадеев, В.Э. Пожар // Оптический журнал. 2013. Т. 80. № 7. С. 50-57.

Спектроскопические исследования хромового бората самария $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$

Е.А. Добрецова, К.Н. Болдырев
Институт спектроскопии РАН
elena-dobrecova@yandex.ru

Редкоземельные (PЗ) бораты с общей формулой $\text{RM}_3(\text{BO}_3)_4$ ($R = \text{Y, La-Lu; M} = \text{Al, Ga, Fe, Cr, Sc}$), имеют тригональную структуру типа хангита (пространственная группа $R32$ [1], а также моноклинные модификации $C2/c$ [2] и $C2$ [3]). Наиболее известными представителями этого семейства являются алюмобораты ($M = \text{Al}$). Они сочетают хорошие люминесцентные и ярко выраженные нелинейные оптические свойства, характеризуются малым концентрационным тушением, химической стойкостью, механической прочностью и относятся к материалам нового поколения для лазеров с самоудвоением частоты и самосмещением частот [4].

PЗ ферробораты $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$, лишь сравнительно недавно полученные в виде больших монокристаллов хорошего оптического качества, обладают богатыми магнитными свойствами, что обусловлено наличием двух взаимодействующих магнитных подсистем (PЗ и железа). Кроме того, как было недавно установлено, PЗ ферробораты принадлежат к новому классу мультиферроиков [5-8]. В связи со сказанным, представляет интерес исследование боратов с другим магнитным ионом – хромом. В настоящий момент свойства PЗ хромовых боратов изучены мало. Рентгеноструктурные исследования и исследования в средней ИК области спектра показали, что структура этих соединений может описываться как тригональной пространственной группой $R32$, так и её моноклинной политипной модификацией $C2/c$. [9, 10]

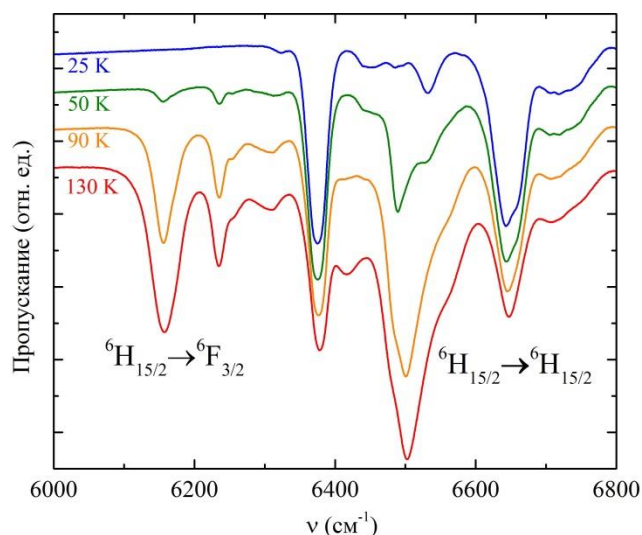


Рис. 1. Спектры пропускания соединения $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ в области переходов ${}^6\text{H}_{5/2} \rightarrow {}^6\text{F}_{1/2} + {}^6\text{F}_{3/2} + {}^6\text{H}_{15/2}$ при разных температурах.

Кристаллы самариевого хромового бората были получены методом спонтанной кристаллизации из растворов-расплавов на основе тримolibдата калия $\text{K}_2\text{Mo}_3\text{O}_{10}$. Кристаллы тёмно-зелёного цвета, с чёткой огранкой, имели размер до 1 мм^3 . Регистрация спектров пропускания в широком спектральном и температурном диапазонах проводилась на ориентированных монокристаллических образцах с

использованием фурье-спектрометра BrukerIFS 125 HR. Исследуемые образцы охлаждались вплоть до температуры 3.5 К в оптическом криостате замкнутого гелиевого цикла Cryomech ST 403.

На рис. 1 изображены низкотемпературные спектры пропускания кристалла $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ в спектральной области 6000-6800 cm^{-1} . Полная идентификация штарковской структуры иона Sm^{3+} в указанной области осложнена большим количеством близкорасположенных и широких линий поглощения иона Sm^{3+} (см. рис. 1). Кроме неоднородного уширения, значительный вклад в ширину линий должно давать однородное уширение из-за фононной релаксации между близко расположенными электронными уровнями самария. По спектрам удалось установить, что первый возбужденный штарковский уровень основного состояния ${}^6\text{H}_{15/2}$ имеет энергию 139 cm^{-1} , второй – 215 cm^{-1} .

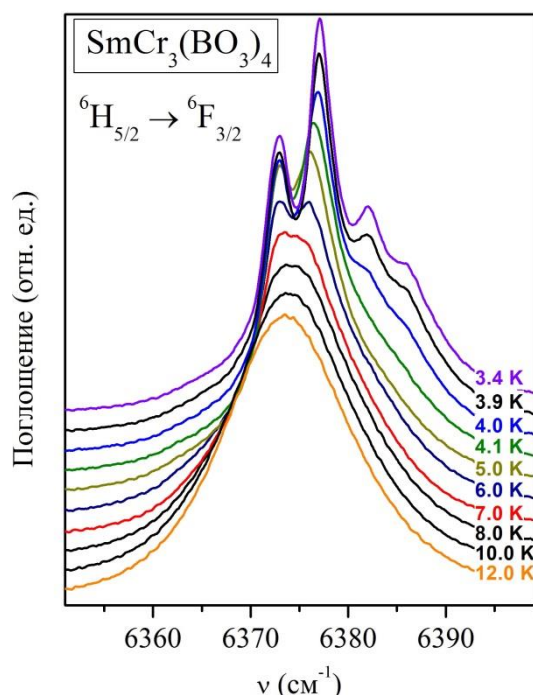


Рис. 2. Линия 1А в низкотемпературных спектрах поглощения монокристалла $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ при различных температурах

Ниже температуры 7.0 К наблюдается расщепления спектральных линий. На рис. 2 представлены низкотемпературные спектры поглощения, соответствующие переходу из основного состояния иона Sm^{3+} на нижний штарковский уровень мультиплета ${}^6\text{F}_{1/2}+{}^6\text{F}_{3/2}+{}^6\text{H}_{15/2}$. В отсутствие магнитного упорядочения в этой области при низких температурах имеется одна спектральная линия (как и в ферроборате самария $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [11], где общий вид спектра практически тождественен таковому для $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$). В магнитном поле такая линия должна расщепиться максимум на четыре компоненты, две из которых “вымерзают” при понижении температуры из-за опустошения верхней компоненты крамерсовского дублета.

Процесс уменьшения заселенности уровней при понижении температуры, описываемый распределением Больцмана, достаточно плавный. Однако с понижением температуры в районе температуры 4.4 - 4.0 К в спектрах поглощения наблюдается скачкообразное изменение характера расщепления многих спектральных линий, а также их сужение (см., например, спектры при температурах 4.1 и 4.2 К на рис. 4).

Наличие скачкообразного изменения спектра в кристалле $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$, характерных для фазового перехода первого рода, обусловлено, вероятно, спин-переориентацией магнитных моментов ионов Cr^{3+} (как это наблюдалось для подсистемы Fe^{3+} , например, в $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [12] или $\text{HoFe}_3(\text{BO}_3)_4$ [13]) или связано с магнитным упорядочением подсистемы ионов Sm^{3+} , а возможно, и с тем, и с другим одновременно.

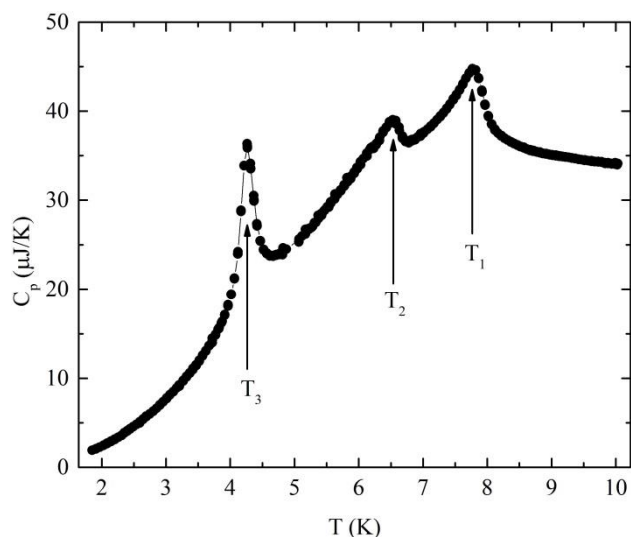


Рисунок 3. Температурная зависимость теплоемкости $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$

Исследование температурной зависимости теплоемкости кристаллов $\text{SmCr}_3(\text{BO}_3)_4$ позволило уточнить температуры и других фазовых переходов. При температуре ниже 10 К в теплоёмкости наблюдается целая серия пиков (см. рис. 3). Пик при 4.3 К характерен для фазового перехода первого рода. Особенности, наблюдаемые на температурной зависимости теплоёмкости при 7.8 К, а затем 6.7 К имеют характер фазовых переходов второго рода, которые соответствуют, предположительно, вначале антиферромагнитному упорядочению подсистемы Cr^{3+} , а затем переходу кристалла в сегнетоэлектрическое состояние.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. N.I. Leonyuk, L.I. Leonyuk // Progr. Cryst. Growth Charact. 1995. V. 31. P. 179.
2. E.L. Belokoneva et al. // Soviet Physics Doklady. 1980. V. 25. P. 948.
3. Е.Л. Белоконева и др. // Докл. Акад. наук СССР. 1981. Т. 261. No 2. С. 361.
4. D. Jaque, // J. of Alloys and Compounds. 2001. V. 323-324. P. 312.
5. А.К. Звездин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. С. 272.
6. А.К. Звездин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83. С. 509.
7. А.М. Кадомцева и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 45.
8. А.А. Мухин и др. // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93.No 5. С. 305.
9. В.С. Куражковская и др. // Журн. структ. хим. 2008. Т. 49. No 6. С. 1075.
10. В.С. Куражковская и др. // Журн. структ. хим. 2011. Т. 52. No 4. С. 721.
11. E.P. Chukalina et al. // Phys. Lett. A. 2010. V. 374. No 15–16. P. 1790.
12. R.Z. Levitin et al. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79.No 9-10. С. 531.
13. C. Ritter et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. P. 365209.

Терагерцовая спектроскопия редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Pr, Nd, Sm$)

К.Н. Болдырев¹, Д.А. Ерофеев², Т.Н. Станиславчук³

¹Институт спектроскопии Российской академии наук, г.Троицк, Россия

²Московский физико-технический институт, г.Долгопрудный, Россия

³New Jersey Institute of Technology, New Jersey, USA

kn.boldyrev@gmail.com

Редкоземельные ферробораты с общей формулой $RFe_3(BO_3)_4$ ($R = Y, La-Lu$;) имеют тригональную нецентросимметричную структуру [1], характерной особенностью которой является наличие спиральных цепочек – Fe – O – Fe – вдоль кристаллографической оси c . Серия проведенных ранее исследований показала, что в таких кристаллах наблюдается антиферромагнитное упорядочение подсистемы железа при температурах около 40 К с проявлениями низкоразмерного магнетизма. В ряде ферроборатов наблюдался гигантский магнито(ди)электрический эффект, и было показано, что данные соединения относятся к новому классу мультиферроиков [2,3]. Известно также, что ферробораты с редкоземельными ионами, находящимися в периодической таблице элементов правее Sm, претерпевают фазовый переход из тригональной структуры с пространственной группой симметрии $R32$ в более низкосимметричную, но также тригональную структуру $P3_121$.

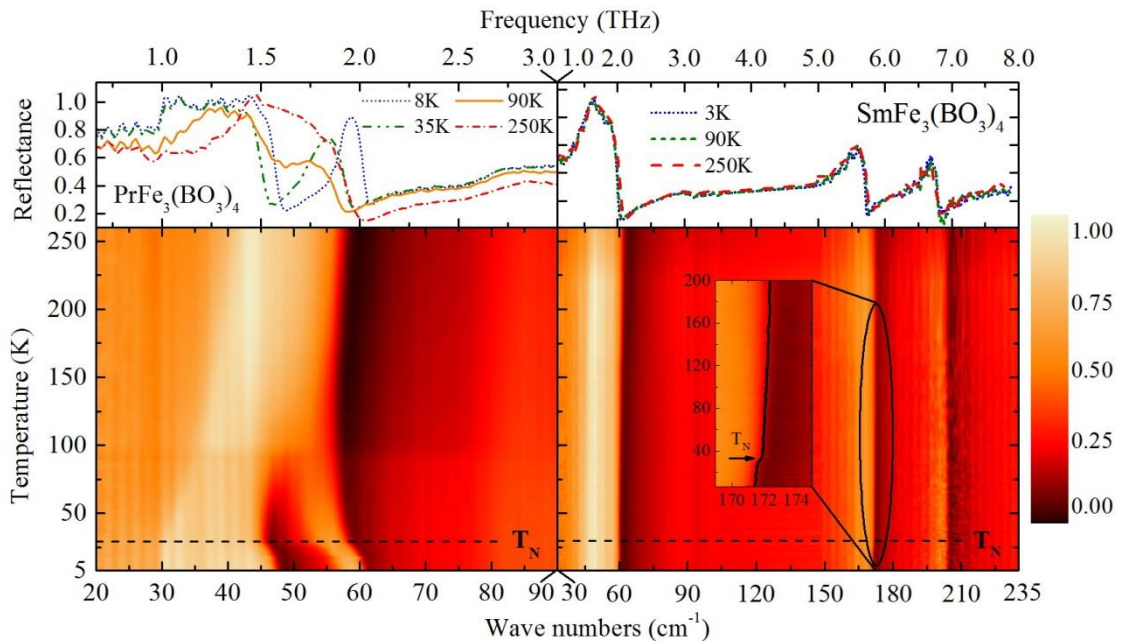


Рис. 1. Спектры отражения кристаллов $PrFe_3(BO_3)_4$ и $SmFe_3(BO_3)_4$ в терагерцовом диапазоне.

В данной работе проведено исследование ферроборатов, которые не имеют структурного фазового перехода, а именно $PrFe_3(BO_3)_4$, $NdFe_3(BO_3)_4$ и $SmFe_3(BO_3)_4$. Для исследования магнитоупругих свойств и вероятных проявлений электрон-фононного взаимодействия был проведен анализ спектров пропускания, отражения и эллипсометрии терагерцовых волн ($20 - 200 \text{ cm}^{-1}$) в широком интервале температур ($4 - 350 \text{ K}$). Наблюдаемые спектры сравнивались с данными по $EuFe_3(BO_3)_4$, полученными в нашей предыдущей работе [5], где впервые методами терагерцовой спектроскопии было обнаружено спин-решеточное взаимодействие в ферроборатах.

Во всех исследуемых соединениях наблюдались проявления магнитоупругих свойств. Так, особенность в положении частоты фонона при температуре Нееля видна на вставке Рис.1 для $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$. В кристалле $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$ с изменением температуры наблюдаются сильная перенормировка частот A_2 фонона около 1.5 ТГц (50 cm^{-1}) и электронного возбуждения в том же диапазоне, а также перераспределение интенсивностей между этими двумя возбуждениями. Эти эффекты объясняются электрон-фононным взаимодействием и формированием связанных электрон-фононных мод. Магнитное упорядочение приводит к драматическим изменениям в спектрах в области частот связанных электрон-фононных возбуждений. Моделирование температурного хода их частот (см. рис. 2), проведенное с использованием полученных ранее данных по электронным спектрам $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$, позволило получить значение константы электрон-фононного взаимодействия [6].

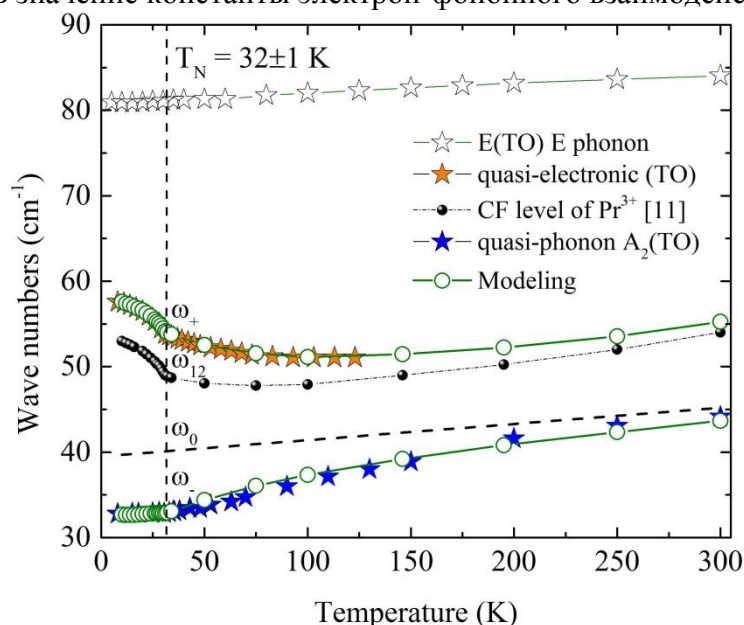


Рис. 2. Моделирование взаимодействия электронного уровня Pr^{3+} с фононом A_2 в $\text{PrFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

В $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ также наблюдается значительное электрон-фононное взаимодействие: электронный уровень Nd^{3+} (65 cm^{-1}) расталкивает фононы A_2 (50 cm^{-1}) и E (90 cm^{-1}). В $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ электрон-фононного взаимодействия не наблюдается вследствие отсутствия электронных уровней в исследуемом спектральном диапазоне.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.A. Campá, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla, M.A. Monge, I. Rasines, C. Ruíz-Valero // Chem. Mater. 1999. V. 9 P. 237.
2. A.E. Zvezdin, S.S. Krotov, A.M. Kadomtseva, G.P. Vorob'ev, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, L.N. Bezmaternykh, E.A. Popova // JETP Lett. 2005. V. 81 P. 272.
3. A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.P. Pyatakov, S.S. Krotov, K.I. Kamilov // J. Low Temp. Phys. 2010. V. 36. No. 6. P. 640.
5. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, S.A. Klimin, M.N. Popova, L.N. Bezmaternykh // Phys. Lett. A. 2012. V. 376. P. 2562.
6. K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko, L.N. Bezmaternykh, M.N. Popova // arXiv:1402.0434 [cond-mat.mtrl-sci]. 2014.

Электронные, фононные и магнитные состояния сегнетоэлектрика CuV_2O_4

К. Н. Болдырев¹, М. Н. Попова¹, Р. В. Писарев², Л.Н. Безматерных³

¹Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Москва

²Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 С. Петербург

³Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск

kn.boldyrev@gmail.com

Метаборат меди CuV_2O_4 обладает сложной кристаллической структурой с пространственной группой симметрии $I42d$ ($Z = 12$) и имеет две различные кристаллографические (4b и 8d) позиции магнитного иона Cu^{2+} ($S = 1/2$). Медь в этом соединении квадратно координирована, как и в высокотемпературных сверхпроводниках. Меж- и внутриатомные взаимодействия в подрешетках Cu^{2+} приводят к антиферромагнитному упорядочению ниже температуры $T_{N[\text{Cu}(4b)]} = 21$ К и $T_{N[\text{Cu}(8d)]} = 8.5$ К, богатой фазовой диаграмме магнитных состояний с соразмерным и несоразмерным магнитными структурами [2]. Низкотемпературные исследования CuV_2O_4 выявили необычную тонкую структуру в электронном спектре Cu^{3+} , которая была соотнесена с узкими бесфононными линиями (БФЛ), связанными с d-d электронными переходами в позициях меди 4b и 8d, в сопровождении очень богатой вибронной структурой, состоящей из более чем 40 фононных повторений для каждой БФЛ [1] (см. рис. 1).

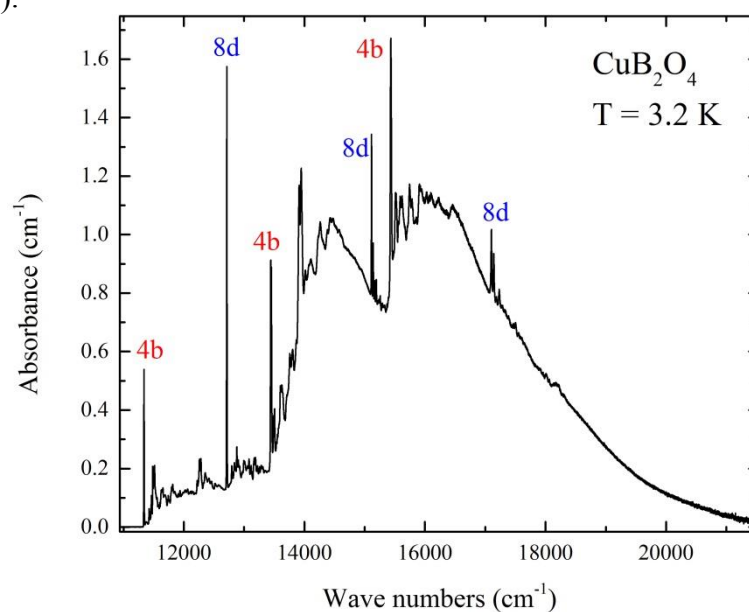


Рис. 1. Спектр поглощения CuV_2O_4 в видимой области спектра.

Для интерпретации этой структуры и более глубокого понимания свойств соединения было проведено комплексное исследование динамики решетки. Были изучены спектры отражения и пропускания поляризованного света и спектры комбинационного рассеяния во всех необходимых поляризациях в широком спектральном диапазоне $20\text{-}2500$ cm^{-1} . Показано, что некоторые группы близко расположенных частот могут быть интерпретированы в рамках Давыдовского расщепления внутримолекулярного колебания комплекса CuO_4 . Анализ спектров комбинационного рассеяния, моделирование спектров отражения методом дисперсионного анализа и *ab initio* расчеты методом функционала плотности позволили надежно идентифицировать и определить параметры 73 из 75 оптически активных

фононов центра зоны Бриллюэна [3]. Интерпретированы некоторые особенности в спектре многофононного поглощения. Найдено, что частоты фононных мод слабо зависят от температуры; их ширины уменьшаются с понижением температуры, хотя пока не удалось надежно зарегистрировать особенности при температурах магнитных фазовых переходов. Последнее говорит об отсутствии или незначительной величине магнитоупругих взаимодействий в метаборате меди.

Вопреки отсутствию заметных изменений частот фононных линий при понижении температуры и в момент магнитных фазовых переходов, мы обнаружили, что ширины и частоты БФЛ, принадлежащих к ионам Cu^{2+} в позиции (4b), четко коррелируют с антиферромагнитным упорядочением при $T_{N[\text{Cu}(4b)]} = 21$ К, в то время как БФЛ, принадлежащие к ионам Cu^{2+} в позиции (8d) коррелируют с $T_{N[\text{Cu}(8d)]} = 8.5$ К. В спектре вибронных полос первой БФЛ была обнаружена полоса, идентифицированная нами как одномагнный пик (см. рис. 2). Этот пик, появляясь при температуре $T_{N[\text{Cu}(4b)]} = 21$ К, при температуре ниже $T_{N[\text{Cu}(8d)]} = 8.5$ К отделялся от БФЛ, указывая на образование щели в спектре спиновых волн. Такая картина полностью соответствует исследованию нейтронного рассеяния на спиновых волнах в CuV_2O_4 [4]. Стоит заметить, что для первой бесфононной линии меди в позиции 8d такого спутника не наблюдается ни при какой температуре, что говорит о принадлежности магнона к подрешетке 4b.

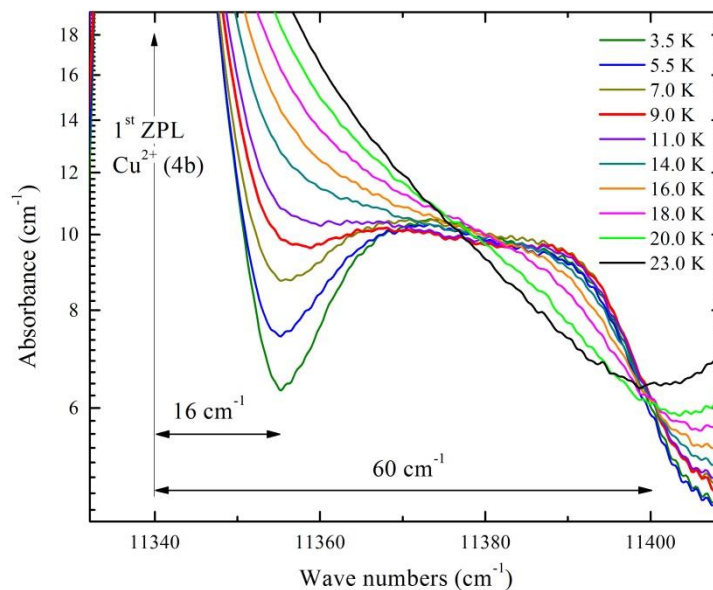


Рис. 2. Одномагнный пик и образование щели в спектре спиновых волн.

Работа поддержана РАН (по Программам фундаментальных исследований) и грантом Президента Российской Федерации для молодых кандидатов (МК – 1700.2013.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.V. Pisarev, A.M. Kalashnikova, O. Schöps, L.N. Bezmaternykh // Phys. Rev. B. 2011. V. P. 075160.
2. M. Fiebig, I. Sanger, R. V. Pisarev // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 6960.
3. R.V. Pisarev, K.N. Boldyrev, M.N. Popova, A.N. Smirnov, V.Yu. Davydov, L.N. Bezmaternykh, M.B. Smirnov, V.Yu. Kazimirov // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 024301.
4. S. Martynov, G. Petrakovskii, M. Boehm, B. Roessli, J. Kulda // J. Magnet. and Magn. Mat. 2006. V. 299. P. 75.

Исследование температурной зависимости спектров люминесценции нанокomпозитов с квантовыми точками CdSe

К.А. Магарян¹, М.А. Михайлов¹, К.Р. Каримуллин³, И.А. Васильева¹, Г.В. Климушева⁴

¹Московский педагогический государственный университет

²Институт спектроскопии Российской академии наук³

³Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского

⁴Институт физики Национальной академии наук Украины

vmagaros@gmail.com

Проведено спектральное исследование квантовых точек селенида кадмия (CdSe), легированных в жидкокристаллическую матрицу каприлата кадмия CdC₈, в широком диапазоне низких температур. Образцы изготовлены по методике выращивания нанокристаллов непосредственно в жидкокристаллической матрице [1].

Спектры люминесценции при комнатной температуре были измерены с использованием конфокального люминесцентного микроскопа с дополнительной засветкой (Рис. 1, а). Данный метод возбуждения и сбора люминесценции образца характеризуется высокой эффективностью и большим пространственным разрешением. Использование дополнительной схемы визуализации позволило исследовать зависимость спектров люминесценции от структурных особенностей образца. Нами были исследованы спектры образцов в разных точках вблизи неоднородностей на поверхности образца, в частности, различных трещин и сколов (см. Рис. 2, а). Наличие таких неоднородностей приводит к уменьшению интенсивности полос в спектре, отвечающих за рекомбинацию свободных экситонов; и к увеличению интенсивности полос, ответственных за локализацию экситонов на дефектных уровнях.

Спектральные исследования в широком диапазоне низких температур были выполнены при помощи заливного азотного криостата. Использование последнего было сопряжено с необходимостью использовать отличную от конфокальной схему возбуждения и сбора сигналов люминесценции. Для регистрации спектров люминесценции была использована оптическая схема, изображенная на Рис. 1, б, что связано с невозможностью использовать микрообъектив с коротким передним отрезком для фокусировки лазерного пучка на образце, который находился в криостате.

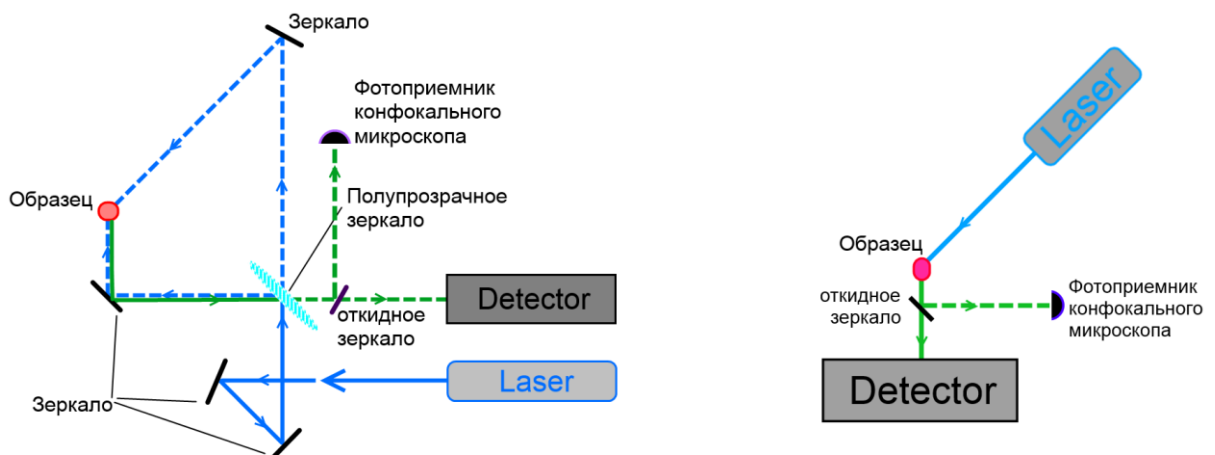


Рис. 1. Схема возбуждения и сбора люминесценции: конфокальная (слева), с боковой засветкой (справа).

Спектры люминесценции с использованием обеих схем получены при накачке твердотельным DPSS лазером с длиной волны $\lambda=405\text{нм}$ и мощностью 23-35 мВт. В

качестве системы регистрации использовали компактный эшелле-спектрометр высокого разрешения. Регулировку и измерение температуры производили при помощи схемы термостабилизации на основе контроллера LakeShore в диапазоне температур от 77,3 К до комнатной с шагом 5 К.

Ранее было показано [2], что при переходе в диапазоне температур от 77,3 К и ниже (вплоть до температуры жидкого гелия) не наблюдается сдвиг экситонных полос. По этой причине регистрацию спектров люминесценции проводили в диапазоне температур 77-300 К. Исследовали зависимость спектров люминесценции от структуры образца (Рис. 2а), температуры (Рис. 2б) и размера квантовых точек.

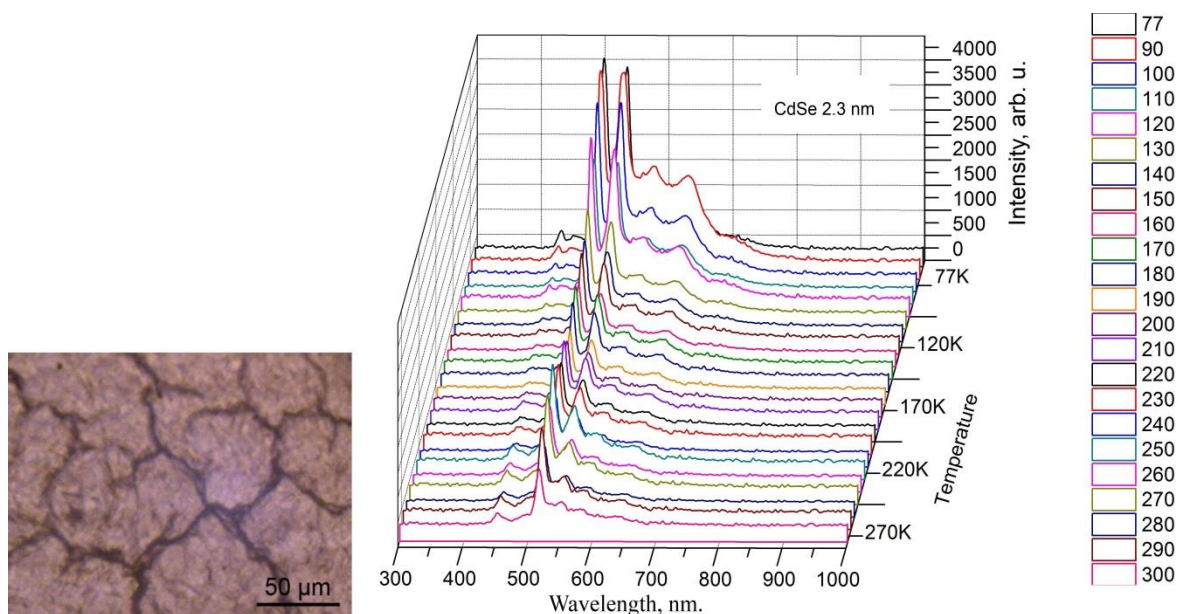


Рис. 2. Изображение образца при засветке белым светом, полученное в схеме визуализации с большим увеличением, $T=300$ К (слева). Спектры люминесценции нанокompозита с характеристическим размером квантовых точек селенида кадмия в широком диапазоне низких температур (справа).

Теоретический анализ полученных результатов был выполнен в рамках динамического подхода, основанного на использовании гамильтониана исследуемых систем в основном и возбужденных состояниях и уравнений для элементов матрицы плотности системы с учетом взаимодействия примесных центров с дефектами кристаллической решетки.

Простейшая схема энергетических уровней, описывающая процессы в кристаллической среде, показана на Рис. 3, где *а*) – валентная зона, которая предполагается полностью заполненной; *б*) – зона проводимости; *в*) – запрещенная зона. При возбуждении системы внешним излучением $\hbar\omega_0$ образуется связанная пара электрон-дырка (экситон). Электрон и дырка притягиваются за счет кулоновского взаимодействия W_k . В согласии с этим уровни экситона оказываются ниже зоны проводимости. На рис. 3 показан один (основной) энергетический уровень: *з*).

Вертикальные стрелки *1* отвечают резонансным линиям поглощения и излучения. Из состояния *з*) за счет взаимодействия экситона с «дефектом» кристалла, т.е. с экситонами, локализованными на дефектах в объеме наночастиц или на их поверхностях (эффект ограничения) сразу после поглощения возможен процесс передачи энергии «дефекта» W_d экситону. В результате такой передачи энергии экситон оказывается либо на одном из своих возбужденных уровней, либо переходит в зону проводимости. В дальнейшем возможны переходы 2 и 3. Они формируют две

дополнительные линии поглощения, смещенные относительно резонансной линии вправо или влево в шкале частот. Таким образом, в спектре излучения наблюдаются три линии различной интенсивности. Линия 3 обладает меньшей интенсивностью (вероятность перехода мала по сравнению с переходом 2).

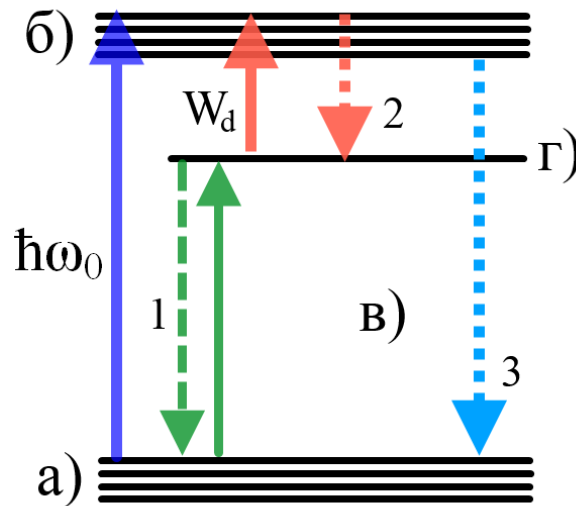


Рис. 3. Энергетическая схема уровней в кристаллической среде.

Как видно из рис. 2, б, интенсивность трех рассматриваемых полос излучения существенно зависит от температуры. Анализ данной зависимости наиболее результативно проводить на основе динамической теории, так как данный подход позволяет учитывать влияние различных факторов на оптические спектры квантовых точек. Преимущества динамического подхода позволяют использовать его для описания широкого круга экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами Президента РФ № МК-2328.2014.2 и № НШ-134.2014.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Lyashchova, et al. // *Nanoscale Res Lett.* 2014; 9(1): 88.
2. K.A. Magarian et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. V. 478. P. 012007.

Рассеяние волн миллиметрового диапазона на водных растворах аминокислот

М.Г. Акатьева^{1,2}

¹ *Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (МГТУ им. Н. Э. Баумана), кафедра физики*

² *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук (ФИРЭ им. В. А. Котельникова РАН)
m-akt-ne@mail.ru*

Одним из методов неразрушающего исследования биологических веществ является определение параметров среды с помощью волн миллиметрового диапазона. В биологии и медицине наиболее часто используются водные растворы, поэтому их исследование представляет наибольший интерес для разработок в данной области. Растворы веществ в воде могут иметь различные свойства при взаимодействии с излучением, и для исследования их свойств необходимо знать химические свойства вещества при его взаимодействии с водой [1].

Молекулы воды обладают свойством образовывать водородные связи с соседними молекулами, в результате чего образуется сложная трёхмерная структура. Водородные связи менее прочны, чем химические связи в самих молекулах, поэтому они быстро распадаются и возникают вновь [2]. От количества этих связей зависит подвижность и число степеней свободы молекул воды, а от количества вращательных степеней свободы зависит их взаимодействие с излучением в СВЧ и ИК - диапазонах.

Все аминокислоты - амфотерные соединения, т. е. они могут проявлять как кислотные свойства, обусловленные наличием в их молекулах карбоксильной группы COOH, так и основные свойства, обусловленные аминогруппой NH₂. Поэтому аминокислоты взаимодействуют как с кислотами, так и со щелочами, образуя соли. Растворы аминокислот в воде являются буферными растворами – pH этих растворов слабо меняется при добавлении кислоты или щёлочи, а также при изменении его концентрации. Однако разные аминокислоты различным образом взаимодействуют с водой. К примеру, глицин является гидрофильным веществом, а пролин – гидрофобным. Следовательно, влияние на подвижность и число степеней свободы молекул воды в растворах разных аминокислот может быть различным даже при схожих химических свойствах данных растворов.

Молекулы воды поляризованы и способны образовывать водородные связи как между собой, так и с молекулами гидрофильных веществ. Гидрофобные молекулы не поляризованы и не способны образовывать водородные связи, поэтому вода отталкивает такие молекулы. Между радикалами гидрофобных аминокислот может появляться притяжение, обусловленное силами Ван-дер-Ваальса и называемое гидрофобным взаимодействием. Это притяжение по силе схоже с водородными связями и ослабевает в присутствии органических растворителей.

Растворы веществ в воде могут изменять динамику молекул воды, взаимодействуя с ними тремя разными способами:

- Иммобилизация молекул воды, при которой происходит потеря всех 6 степеней свободы (3 поступательных и 3 вращательных) за счёт образования прочных водородных связей с молекулами растворённого вещества – положительная гидрофильная гидратация,

- Образование гидрофобных участков, содержащих фрагменты молекул, с созданием дополнительных связей между молекулами воды на границе раздела между

водой и растворённым гидрофобным веществом – положительная гидрофобная гидратация,

- Удерживание молекул воды в гидратной оболочке растворённого вещества с потерей 5 из 6 степеней свободы (сохранение одной вращательной степени свободы) – отрицательная гидрофильная гидратация.

При положительной гидратации, так как молекулы воды теряют свою подвижность, коэффициент поглощения излучения возрастает с увеличением концентрации растворённого вещества. Однако если гидратация отрицательная, то коэффициент поглощения в растворе должен уменьшаться по сравнению с чистой водой. Это объясняется сохранением одной вращательной степени свободы и увеличением вращательной подвижности у молекул воды в растворе.[3]

Таким образом, исследуя взаимодействие раствора с излучением ММ диапазона, можно судить о типе гидратации вещества, что позволит исследовать взаимодействие молекул аминокислоты с водой при разных концентрациях. Кроме того, представляет интерес получение информации о зависимости свойств растворов с разным типом гидратации от их температуры.

Для эксперимента были изготовлены растворы аминокислот различной концентрации. Известно, что максимальная концентрация вещества в воде прямо пропорциональна температуре раствора. Кроме того, не все аминокислоты хорошо растворимы в воде; к примеру, для цистеина растворимость при 25°C составляет всего 0,01 г/100 мл. Точные значения для максимальной концентрации аминокислот имеются для температур 25 и 100°C. В нашем эксперименте измерения проводились в диапазоне температур от 19 до 26°C, поэтому концентрация растворов не превышала максимально возможное значение для 25°C, чтобы избежать возможности появления осадка.

Экспериментальная установка показана на рис. 1. Кювета представляет собой устройство, содержащее 2 фторопластовых окна, расстояние между которыми заполняется исследуемой жидкостью. Расстояние между окнами может меняться от 0 до 2,5 мм с точностью 5 мкм с помощью микрометрического винта.

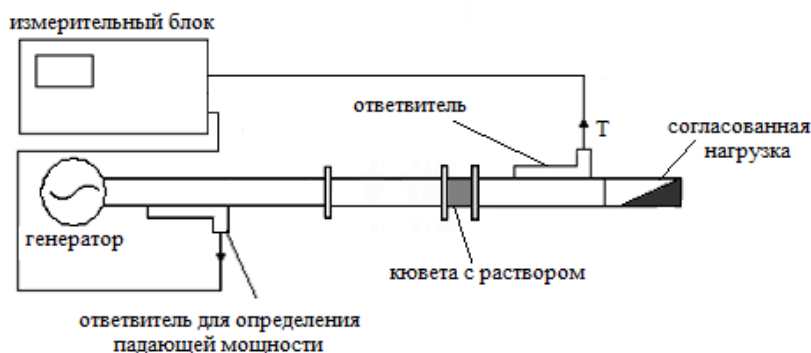


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

В процессе эксперимента проводились измерения коэффициента прохождения излучения с длиной волны 3 мм в растворе при различной ширине окна, т.е. толщине слоя раствора. Коэффициент прохождения составлял от -10 до -30 дБ. В данных условиях интерференция в слое раствора не наблюдается. На основе полученных результатов проводились расчёты, приведённые в таблице. Вначале по изменению модуля коэффициента прохождения с увеличением толщины слоя определялся коэффициент поглощения излучения α [дБ/мм] в чистой воде, затем аналогичные значения при той же температуре рассчитывались для раствора:

$$\alpha = \log(I/I_0) \quad (1)$$

В последнем столбце таблицы приведено относительное изменение коэффициента поглощения раствора по сравнению с коэффициентом поглощения чистой воды при данной температуре:

$$\Delta\alpha = \left(\frac{\alpha_{\text{воды}} - \alpha_{\text{раствора}}}{\alpha_{\text{воды}}} \right) \cdot 100\% \quad (2)$$

| № | Название аминокислоты | T(°C) | Концентрация (г/100 мл) | % от макс. концентрации при 25°C | $\Delta\alpha$ (%) |
|---|---|-------|-------------------------|----------------------------------|--------------------|
| 1 | Фенилаланин | 19 | 1,48 | 50 | 1 |
| 2 | Фенилаланин (более высокая температура) | 26 | 1,48 | 50 | 12 |
| 3 | Метионин | 20 | 0,9 | 24 | 1,5 |
| 4 | Глицин | 23,5 | 0,9 | 25 | 3 |
| 5 | Аспарагин | 19,5 | 1 | 33 | 6,5 |
| 7 | Валин | 23 | 2,21 | 25 | 6,6 |
| 8 | Пролин | 21 | 8 | 50 | 14 |

Таблица 1. Результаты расчётов на основе выполненных экспериментов.

Из результатов, приведённых в таблице, видно, что различие между раствором и чистой водой для некоторых веществ достаточно велико и составляет до 14% у гидрофобного пролина. Между растворимостью аминокислот в воде и их влиянием на поглощение излучения в растворе соответствия выявлено не было. Кроме того, заметно, что поглощение излучения в растворе одного и того же вещества неизменной концентрации возрастает с увеличением температуры. По результатам измерений и расчётов можно сделать вывод, что свойства растворов аминокислот при взаимодействии с излучением ММ диапазона отличаются от аналогичных свойств чистой воды, причём с увеличением температуры это различие растёт. При заданной температуре измеренные значения оставались постоянными.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Мериакри и др. // «Электромагнитные волны и электронные системы», 2005/ Т. 10. №4. С. 31 – 38.
2. Н.С. Chaudhari et al. // Journal of the Chinese Chemical Society. 2005. No 52. P. 5
3. В.А. Кудряшова и др. // Материалы 10 Российского симпозиума с международным участием «Миллиметровые волны в медицине и биологии». Москва, 1995 г.
4. Р. А. Валитов и др. «Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах: Методы и техника». – М.; «Радио и связь», 1984.
5. Ахадов Я. Ю. «Диэлектрические параметры чистых жидкостей» М.; Издательство МАИ, 1999.
6. Волькенштейн М. В. «Биофизика» М.; «Наука», 1981.

Электродинамические свойства тонких пленок на платинированной кремниевой подложке в ТГц диапазоне

С.В. Чучупал¹, Г.А. Командин¹, А.А. Волков¹, О.Е. Породинков¹,
И.Е. Спектор¹, К.А. Воротилов², Д.С. Серегин², А.С. Сигов²

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

²Московский государственный технический университет радиотехники электроники и автоматики (МИРЭА)

MirrorMan@yandex.ru

Методом дисперсионного анализа экспериментальных спектров отражения исследован диэлектрический отклик тонких пленок $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$, осажденных золь-гель методом на платинированную кремниевую подложку.

Сегнетоэлектрические тонкие пленки в составе гетероструктур являются объектами интенсивных исследований с целью создания принципиально новой элементной базы для процессоров и элементов энергонезависимой памяти [1]. Структура и электродинамические параметры таких пленок зависят от типа подслоя и заметно отличаются от характеристик объемных образцов эквивалентного стехиометрического состава.

Цель нашей работы – бесконтактное определение диэлектрических спектров $\epsilon'(\nu)$ и $\epsilon''(\nu)$ в области частот 0,01 – 100 ТГц, то есть в диапазоне фононных резонансов и релаксационных полос.

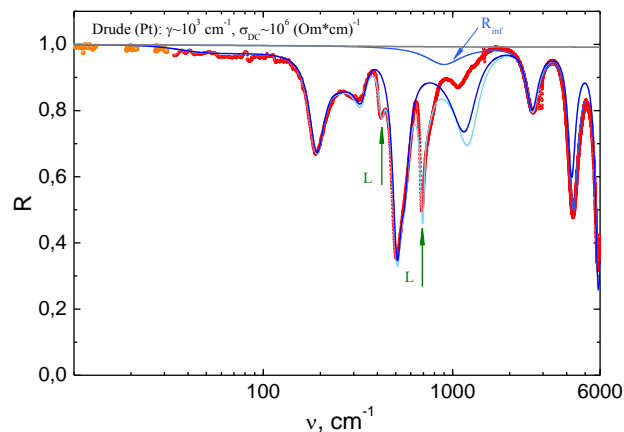


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) спектры отражения гетероструктуры PZT//Pt//TiO₂//SiO₂//Si в ТГц-ИК диапазоне.

Спектры отражения гетероструктуры PZT//Pt//TiO₂//SiO₂//Si для р-поляризации при угле падения 30 градусов показан на рис. 1. Низкочастотная калибровка спектров данными субмиллиметровой монохроматической ЛОВ спектроскопии позволила определить частотный диапазон дисперсии низкочастотного электродипольного возбуждения. Сплошными линиями на этом рисунке показаны модельные спектры, рассчитанные по аддитивной трехпараметрической модели дисперсии Лоренца.

Высокочастотный участок спектра сформирован преимущественно интерференцией в тонкой пленке [2]. Период интерференции определен толщиной пленки и ее показателем преломления, а амплитуда интерференционных максимумов

зависит от собственных потерь в пленке и от рассеяния из-за поликристалличности пленки.

Расхождение модельного спектра с экспериментальным в диапазоне 1000 – 2000 см^{-1} обусловлено ограниченностью гармонической модели дисперсии, в которой не учитывается частотная зависимость затухания. В силу этого в расчетном спектре получена заниженная величина коэффициента отражения гетероструктуры.

В области частот фононных резонансов и квазирелаксационных полос поглощения ($<1000\text{см}^{-1}$) вид спектров отражения определен дисперсией диэлектрической проницаемости. Типичные спектры действительной $\epsilon'(\nu)$ и мнимой $\epsilon''(\nu)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости пленки рассчитаны по параметрам дисперсионного моделирования многослойной среды и показаны на рис. 2.

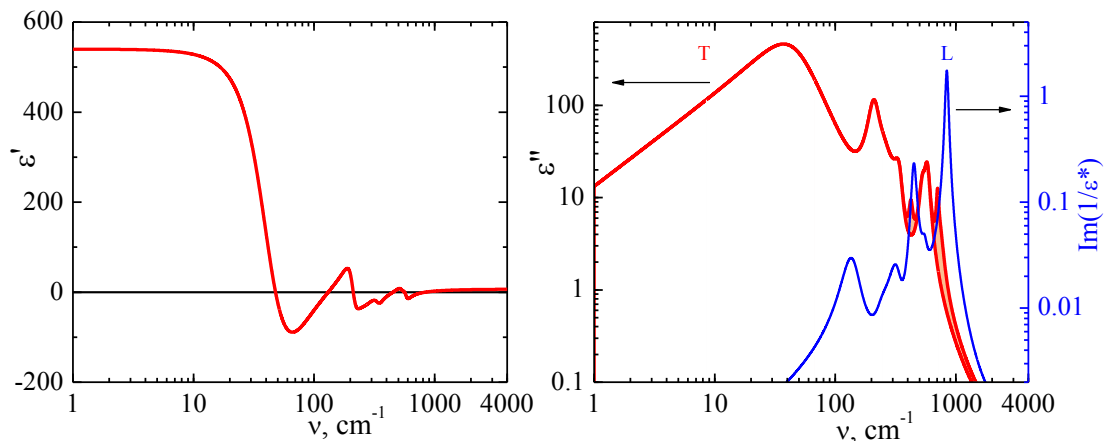


Рис.2. Спектры комплексной диэлектрической проницаемости тонкой пленки PZT.

На правой части рис. 2 наряду со спектром $\epsilon''(\nu)$, максимумы которой соответствуют полюсам функции диэлектрического отклика и частотам поперечных дипольных колебаний, приведен спектр мнимой части обратной диэлектрической проницаемости, максимумы которой дают частотное распределение продольных колебаний в пленке.

Использование экспериментальных методов монохроматической ЛОВ- и инфракрасной Фурье- спектроскопии позволило бесконтактным методом определить параметры колебательного спектра тонкой сегнетоэлектрической пленки PZT. Выявлено, что доминирующий вклад в статическую величину диэлектрической проницаемости формируется на частотах терагерцового диапазона и, как следствие, на этих же частотах наблюдаются максимальные диэлектрические потери в пленке.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований Грант N 12-02-00203-а.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Н. Ahn, et. al., Science, 2004, V. 303, p. 488.
2. V.A. Yakovlev, et. al., Phys. Status Solidi C, 2009, V. 6, No 7, p. 1697.

Изучение механизмов поглощения в облучённых нелинейно-оптических кристаллах ZnGeP_2 в терагерцовом диапазоне частот

С.В. Чучупал¹, Г.А. Командин¹, Е.С. Жукова^{1,2}, О.Е. Породинков¹, Ю.А. Шакир¹,
А.И. Грибенюков³, И.Е. Спектор¹

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

² Московский физико-технический институт (Государственный университет)

³ ФГБУН Институт мониторинга климатических и экологических систем РАН

MirrorMan@yandex.ru

Методами субмиллиметровой (СБММ) ЛОВ- и инфракрасной (ИК) Фурье-спектроскопии изучены многочастичные процессы, формирующие поглощение в облученных электронами нелинейно-оптических кристаллах ZnGeP_2 в терагерцовом (ТГц) участке спектра.

Тройной полупроводник ZnGeP_2 – перспективный материал для генерации излучения в ТГц диапазоне. При оптимизации процессов синтеза этих кристаллов большое внимание уделяется снижению уровня несобственных потерь, обусловленных дефектностью структуры и вкладом электронной проводимости. При облучении кристаллов ZnGeP_2 электронами с энергией 4 МэВ в них формируются центры захвата, что приводит к снижению потерь в среднем ИК диапазоне, то есть в области накачки лазерным излучением [1-2]. В то же время неясным остается вопрос о влиянии электронного облучения на формирование поглощения в ТГц диапазоне, то есть в области генерации полезного сигнала.

Цель нашей работы – экспериментальное изучение механизмов поглощения в облучённом нелинейно-оптическом монокристалле ZnGeP_2 в ТГц диапазоне частот (5-700 cm^{-1}), их количественное описание и выявление различий по сравнению с необлучённым образцом в температурном интервале 10-300 К.

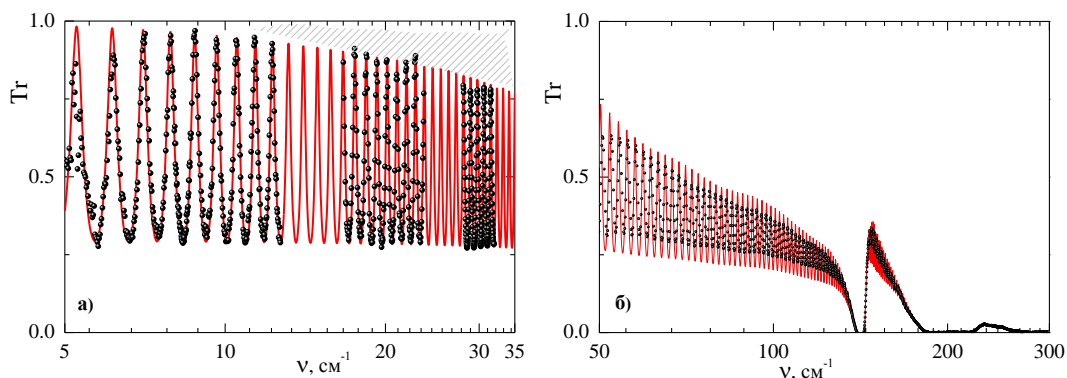


Рис. 1. Спектры пропускания $\text{Tr}(\nu)$ в СБММ (а) и дальнем ИК диапазонах (б) облучённого образца ZnGeP_2 (эксперимент — точки, модель — линии), полученные для $E \perp c$ при $T = 300$ К.

Исходные для анализа спектры пропускания монокристалла ZnGeP_2 (рис. 1) получены с использованием двух экспериментальных методов: СБММ монохроматической ЛОВ спектроскопии и ИК Фурье спектроскопии. По аддитивной трехпараметрической модели дисперсии рассчитаны модельные спектры пропускания и определены параметры дипольных колебаний: частота, диэлектрический вклад и затухание. В области высокой прозрачности в СБММ диапазоне величины комплексной диэлектрической проницаемости определены по формулам Френеля.

На рис. 2 показана температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости для волновых чисел 12 и 30 cm^{-1} . Обнаружено, что заметные

температурные изменения происходят выше ~ 100 К. При более низких температурах потери остаются постоянными в пределах погрешности эксперимента. Кроме того, различие потерь в СБММ диапазоне между облученным и необлученным образцами также находится в пределах экспериментальных погрешностей.

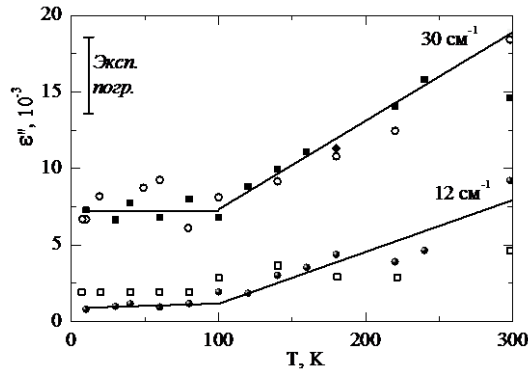


Рис. 1. Температурная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' монокристалла ZnGeP_2 для $E \perp c$ в СБММ диапазоне для двух частот. Закрашенные символы — облученный образец, незакрашенные символы — необлученный образец.

Выраженная температурная эволюция диэлектрического отклика зарегистрирована в области $30\text{-}300$ см^{-1} . В этом диапазоне, наряду с однофононным поглощением, заметный вклад в потери формируют разностные многофононные процессы поглощения. Сопоставление спектров диэлектрических потерь облученного и необлученного [3] образцов показало их количественное сходство. В ТГц области в облученном образце отсутствуют дополнительные полосы поглощения.

Таким образом, показано, что облучение монокристалла ZnGeP_2 электронами с энергией 4 МэВ с дозами $\sim 10^{17}$ см^{-2} не приводит к деградации его электродинамических характеристик в ТГц диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Gribenyukov, et al. // *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 2003, V. 744, P. M5.40.1.
2. В.Н. Брудный и др. // *ФТТ*, 2006, Т. 48, № 11, С. 1949.
3. С.В. Чучупал и др. // *ФТТ*, 2014, Т. 56, №7, С. 1338.

Комбинационное рассеяние света в квазиупорядоченных структурах кремниевых нанонитей

С.П. Родичкина, К.А.Гончар

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

rodichkina-s@yandex.ru

Кремниевые нанонити (КНН), формируемые методом металл- стимулированного химического травления, обладают уникальными свойствами, такими как исключительно низкие значения коэффициента оптического отражения и эффективная фотолюминесценция в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра [1,2]. В данной работе изучаются особенности комбинационного рассеяния света (КРС) в КНН. На основе спектров КРС производится оценка нагрева КНН под действием лазерного излучения.

КНН были изготовлены методом металл-стимулированного химического травления подложек слаболегированного кристаллического кремния (удельное сопротивление 1-20 Ом·см), ориентированных в направлении (100). Данный метод был реализован в 3 этапа: (1) осаждение наночастиц серебра на подложку, (2) травление подложки в растворе HF и H₂O₂, (3) химическое удаление остатков серебра с поверхности КНН. С целью получения нанонитей различной длины, время травления варьировалось от 2 до 120 мин. Структура КНН была изучена с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектры КРС были измерены с использованием сфокусированного излучения лазеров с длинами волн 632.8 нм и 1064 нм. Температура КНН определялась из спектрального положения рамановского пика, исходя из калибровочного графика из работы [3], соотносящего положение рамановского пика и температуру кремния в широком диапазоне температур.

Согласно СЭМ и ПЭМ диаметры КНН в каждом образце лежат в диапазоне от 50 до 200 нм. Длина КНН, которая контролируется временем травления, изменяется от 2 до 63 мкм. Пример СЭМ и ПЭМ изображений нанонитей показан на рисунке 1 (а,б).

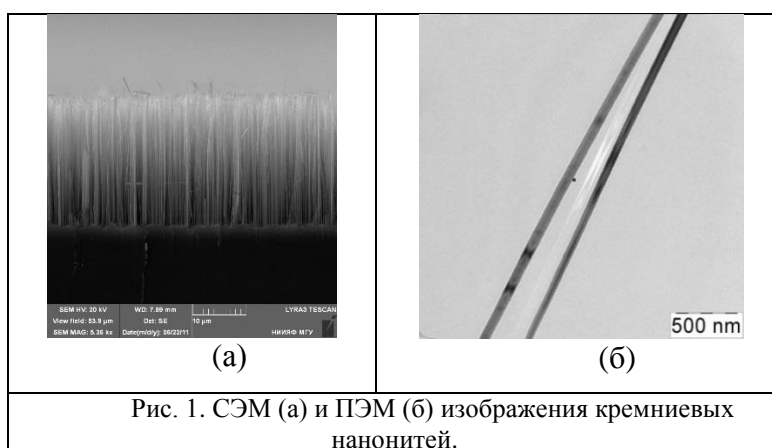


Рис. 1. СЭМ (а) и ПЭМ (б) изображения кремниевых нанонитей.

Сравнение спектров КРС объемного кристаллического кремния (с-Si) и КНН (интенсивность лазера 9.7 Вт/см², длина волны 632.8 нм) приведено на рис.2. Зависимость интенсивности пика КРС от интенсивности лазера для с-Si и КНН (длина волны лазера 1064 нм) приведена на рис. 3. Из рисунков видно, что интенсивность пика КРС для КНН на порядок больше, чем для с-Si, причем увеличение наблюдается для

всех используемых длин волн и интенсивностей лазерного излучения. Данный эффект объясняется усилением взаимодействия света с веществом в КНН за счет дополнительного рассеяния света на границах КНН.

В случае использования лазерного излучения с длиной волны 632.8 нм, при увеличении интенсивности от 9.7 Вт/см² до 1 кВт/см² спектр КНН смещается в область меньших волновых чисел и уширяется, в то время как форма спектра c-Si остается неизменной. При низкой интенсивности нормированный спектр КНН совпадает со спектром объемного кремния (520.5 см⁻¹). Наблюдаемое изменение формы спектра КРС для КНН при увеличении интенсивности лазера связано с заметным нагревом КНН. Нагрев КНН увеличивается с ростом длины нанонитей и может быть оценен в 170±30 градусов Кельвина для КНН длиной 63 мкм и интенсивности излучения 1кВт/см².

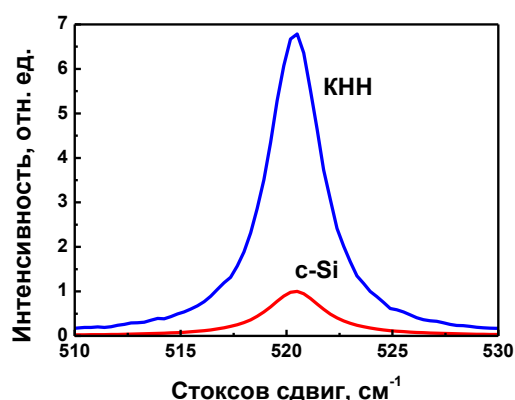


Рис. 2. Спектры КРС КНН и c-Si при низкой интенсивности лазерного излучения (длина волны 632.8 нм)

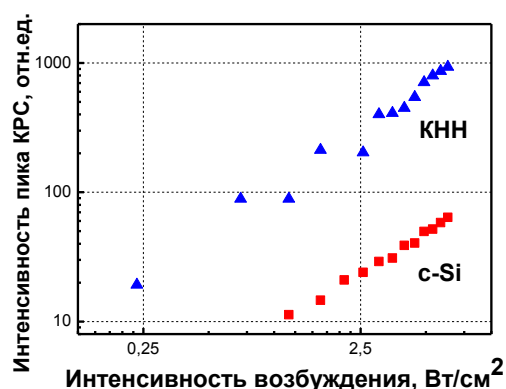


Рис.3. Зависимость интенсивности пика КРС от интенсивности лазера для c-Si и КНН (длина волны 1064 нм)

Появление лазерно-индуцированного нагрева в КНН вызвано усилением взаимодействия света с веществом по сравнению с c-Si, наличием сильного поглощения света КНН в области 632.8 нм, а также низкой теплопроводностью КНН.

Таким образом, в данной работе изучено КРС в КНН, полученных методом химического травления, с диаметрами от 50 до 200 нм и длиной от 2 до 63 мкм. Показано усиление сигнала КРС в КНН по сравнению с c-Si. Эффект объяснен усилением взаимодействия света с веществом в КНН за счет дополнительного рассеяния света на границах КНН. Из анализа спектров КРС оценен лазерный нагрев КНН, равный 170±30 градусов Кельвина для КНН длиной 63 мкм при освещении HeNe лазером (длина волны 632.8 нм) с интенсивностью 1кВт/см².

ЛИТЕРАТУРА

1. K.A. Gonchar, L.A. Osminkina, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Yu. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, and V.A. Sivakov, *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 7, 602–606, (2012).
2. L.A. Osminkina, K.A. Gonchar, V.S. Marshov, K.V. Bunkov, D.V. Petrov, L.A. Golovan¹, F. Talkenberg, V.A. Sivakov, V.Yu. Timoshenko, *Nanoscale Research Letters*, 7, 524 (2012).
3. S. Perichon, V. Lysenko, B. Remaki, D. Barbier, B. Champagnon, *J. Appl. Phys.* 86, 4700 (1999).

Молекулярная визуализация в магнитно-резонансной томографии

Ю.А. Пирогов

Физический факультет

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

yupi937@gmail.com

На основе новых методов МРТ визуализации, разработанных в ЦМТС МГУ [1-5], были проведены преклинические исследования малых животных на 7-Тл биоспектротомографе фирмы Bruker BioSpec 70/30 URS. Их целью было изучить возможности целевой доставки фармпрепарата к очагам онкологического поражения головного мозга [3] и научиться неинвазивно (без хирургического вмешательства, *in vivo*) определять по спектру ЯМР степень поражения тканей живых организмов [4,5].

Первая задача решалась с помощью липосомных контейнеров, снабженных специфическим биомаркером, ориентированным на опухолевые клетки глиомы С6, и Gd ионами, предназначенными для МРТ обнаружения места нахождения контейнера. Внутри биоконтейнера находился разработанный академиком РАН В.П.Чехониным лекарственный препарат, подавляющий клетки глиомы С6. Эффективность терапевтического действия препарата была предварительно установлена в экспериментах *in vitro*, так что успешно проведенные МРТ исследования на крысах *in vivo* подтвердили положительный прогноз медиков.

В другом эксперименте была показана возможность релаксации ишемически пораженных участков головного мозга с помощью инъекций мезенхимальных стволовых клеток по методу чл.-корр. РАМН В.И.Скворцовой [5]. Ишемическое образование в головном мозге крысы создавалось посредством окклюзии средней мозговой артерии. В здоровое полушарие вводился экстракт меченых (для МРТ визуализации) парамагнитными ионами железа стволовых клеток, которые проникали в соседнее полушарие и купировали пораженную ишемией область. МРТ наблюдение за этим животным показало, что наряду с реабилитацией его поведенческих функций ишемическое поражение в несколько раз сокращается и функциональная деятельность мозга восстанавливается.

Не менее интересными оказались результаты, полученные при совместном применении опций магнитно-резонансной томографии и ЯМР спектроскопии. Последняя на 7-Тл сканере может реализоваться не только на протонах, но и на ряде тяжелых ядер – ^{13}C , ^{19}F и ^{31}P . Благодаря этому удается локализовать в интересующей ткани воксел с поперечным размером около 2.5-3 мм и произвести в нем измерения спектров ЯМР как на протонах, так и на тяжелых ядрах. По расположению в спектре (химическому сдвигу) и амплитуде спектральных линий, ответственных за характерные метаболиты ткани, можно судить о степени ишемизации ткани, типе опухолевых образований, в реальном времени измерять *in vivo* локальные метаболический портрет и температуру внутренних органов [4-6]. Такой подход комбинированного применения МРТ и ЯМР спектроскопии (так называемая локальная ЯМР спектроскопия) являет собой неинвазивные аналоги биопсии, метаболомики и внутритканевой термометрии.

Работа выполнена при поддержке российско-тайваньского гранта РФФИ №11-04-92008-ННС а и гранта Президента РФ на финансирование ведущей научной школы НШ-4593.2008.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.В. Анисимов и др. Управление контрастом и информационные технологии в магнитно-резонансной томографии. Под ред. Ю.А. Пирогова. – М.: МГУ. 2005. 142 с.
2. А.Ю. Юдина, А.А. Богданов (мл.), Ю.А. Пирогов. Магнитно-резонансная томография в изучении ангиогенеза и его молекулярных маркеров // Под ред. Ю.А. Пирогова. – М.: МГУ, 2008, 144 с.
3. G.M. Yusubalieva, V.P. Baklaushev, et al. // Bull. Exp. Biol. Med. 2012. V.153(1). P. 163-169.
4. М.В. Гуляев и др. // Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2013. №1.
5. М.В. Гуляев, и др. // Материалы 3-го Евразийского конгресса «Медицинская физика-2010». С. 72.
6. D. Silachev et al. // The FEBS Journal. 2012. V. 279. P. 364.

Особенности СВЧ фотопроводимости двусторонних кремниевых солнечных элементов p^+n-n^+ типа

О.Г. Кошелев¹, Г.Г. Унтила², А.А. Михин¹

¹Физический факультет Московского государственного университета

²Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета
scon282@phys.msu.ru, GUunita@mics.msu.su

Первоначально солнечные элементы (СЭ) из монокристаллического кремния использовались только как источники энергии для спутников Земли [1]. Для этого применялись СЭ (n^+pp^+)Si типа, поскольку кремний p типа более устойчив к воздействию радиации. В связи с непрерывным обострением экологических проблем, а также удорожанием и истощением традиционных запасов нефти и газа резко возрос интерес к возобновляемым источникам энергии и для наземных применений. В этих случаях более предпочтительными являются СЭ (p^+nn^+)Si типа, поскольку они более стабильны [2] и менее чувствительны к примесям, ускоряющих рекомбинацию неосновных носителей заряда (ННЗ) [3]. В последнее время СЭ на основе кристаллического кремния составляют 85-90% от всех СЭ, используемых в коммерческих применениях [4]. Хотя практическое применение СЭ началось полвека назад, активные работы по их дальнейшему совершенствованию активно продолжаются до настоящего времени [5].

Среди кремниевых СЭ широкое распространение получили двусторонние СЭ, у которых фоточувствительной является не только лицевая сторона с $n-p$ переходом, но и тыльная сторона. В этом случае, например, на спутнике свет, отраженный от Земли и падающий на тыльную сторону, создает в СЭ дополнительный фототок. В результате энерговыработка двусторонних СЭ по сравнению с односторонними может быть выше на 10-50% [6,7]. Обычно величина фотоэффекта от тыльной стороны меньше, чем от лицевой стороны. Например, для исследованных нами ранее СЭ на основе (n^+pp^+)Si структуры ток короткого замыкания при освещении тыльной стороны был в 3-4 раза меньше, чем при освещении лицевой стороны [8].

В настоящей работе исследовались двусторонние СЭ из монокристаллического кремния n -типа на основе (p^+nn^+)Si структуры, у которых величина фотоэффекта от тыльной стороны была даже выше, чем от лицевой стороны. Цель настоящей работы – попытаться выяснить причины такой особенности СЭ основе (p^+nn^+)Si структуры путем расчетов и экспериментальных исследований СВЧ фотопроводимости.

Измерения проводились на СЭ со структурой (p^+nn^+)Si, изготовленных из пластин монокристаллического кремния n -типа с удельным сопротивлением 6 Ом·см, толщиной 0.4 мм. На этих пластинах диффузией бора и фосфора формировали, соответственно, p^+ и n^+ слои, слои сопротивления которых составляли 72 и 81 Ом/□ соответственно. Для увеличения поглощения света n^+ поверхность текстурировалась. На поверхности p^+ и n^+ слоёв наносились прозрачные электроды из $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Sn}$ (ITO) [9] и $\text{In}_2\text{O}_3:\text{F}$ (IFO) [10], соответственно. Технология изготовления контактов описана в [11].

СЭ вставлялся в щель между волноводами сечением 7.2×3.6 мм² перпендикулярно направлению распространения СВЧ волны с частотой 26 ГГц. Неосвещаемая часть площадью около 6 см² фактически была нагрузкой освещаемой части СЭ даже при его разомкнутых контактах. Освещение СЭ проводилось через отверстия в стенках волновода. Источником света служили арсенид-галлиевые светодиоды типа АЛ-107Б, максимум излучения которых соответствовал длине волны 0.95 мкм. При этом коэффициент поглощения в кремнии составлял ~ 157 см⁻¹. Эффективный коэффициент

поглощения света, падающего на текстурированную поверхность, был примерно в 1.4 раза больше. Это связано с тем, что свет, падающий нормально на текстурированную поверхность после прохождения через неё отклонялся примерно на 45° . Интенсивность W падающего на СЭ света менялась со временем t по закону $W = W_0 + \Delta W \sin(\omega t)$, где $\omega = 2\pi f$, f – частота модуляции света, $\Delta W < W_0$. Значение W_0 контролировалась по плотности тока короткого замыкания I_{sc} СЭ. Наибольшее значение I_{sc} составляло около $70 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$.

Поскольку p^+ и n^+ слои заметно ослабляли интенсивность СВЧ волны в базе СЭ, то усиление сигнала с СВЧ детектора производилось узкополосным усилителем, настроенным на частоту модуляции света, излучаемого светодиодами.

В настоящей работе для базовой области проводились расчеты концентрации неравновесных носителей заряда p в зависимости от расстояния x до p^+ - n перехода. Для этого использовалось одномерное уравнение диффузии при нулевом значении электрического поля [1]

$$D_p \frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)}{\tau} + g(x) = 0 \quad (1),$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок в базе, $g(x) = g_0 \exp(-\alpha_p x)$ и $g(x) = g_0 \exp[-\alpha_n (d-x)]$ при падении света на лицевую и тыльную стороны, g_0 – амплитуда скорости генерации ННЗ в базе на освещаемой поверхности, α_p и α_n – эффективные коэффициенты поглощения света, τ – время жизни ННЗ в базе, d – толщина базовой области. Поскольку измерения проводились при синусоидальной модуляции интенсивности света, то при расчётах величина p полагалась комплексной.

В случае измерения пропускания все ННЗ вносят примерно одинаковый вклад в величину сигнала СВЧ фотопроводимости (без учета интерференции). При этом его величина пропорциональна общему количеству ННЗ, т.е. площади под кривой $p(x)$. При удельном сопротивлении $6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ мощность СВЧ убывает в 2.7 раза на толщине около 0.5 мм . Вследствие этого при измерении отражения влияние различных слоёв базы на величину сигнала различно. Наибольший вклад вносят слои вблизи стороны, на которую падает СВЧ волна. Измерения показали, что при отражении от тыльной стороны амплитуда сигнала СВЧ фотопроводимости была примерно в 3 раза больше, чем при отражении от лицевой стороны. Для объяснения этого результата были проведены расчеты зависимостей концентрации ННЗ от расстояния до p - n перехода при различных условиях.

На рис.1 приведены такие зависимости, соответствующие освещению с лицевой (1, 3) или тыльной (2, 4) стороны. Кривые 1 и 2 соответствуют скорости поверхностной рекомбинации ННЗ на тыльной стороне $S = 0 \text{ см/с}$, а кривые 3, 4 - $S = 1000 \text{ см/с}$. Все кривые вычислены при $\tau = 100 \text{ мкс}$, $D_p = 12 \text{ см}^2/\text{с}$, $\alpha_p = 157 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_n = 220 \text{ см}^{-1}$, интенсивности света $20 \text{ мВт}\cdot\text{см}^{-2}$ и напряжении на нагрузке около 0.5 В . Как видно, при $S = 1000 \text{ см/с}$ количество ННЗ в базе практически не зависит от стороны освещения. Если же $S = 0 \text{ см/с}$, то количество ННЗ в базе при освещении с тыльной стороны примерно в 2 раза больше, чем при освещении с лицевой стороны. Поскольку при измерениях отражения наибольший вклад в сигнал фотопроводимости вносят ННЗ в части базы, прилегающей к освещаемой стороне, то различие сигналов СВЧ фотопроводимости должно быть ещё больше. Это согласуется с упомянутыми выше результатам измерений. Для случая, соответствующего кривой 2, производная $dp/dx > 0$ по всей толщине базы и она больше, чем для остальных случаев рис. 1. Видимо, это также способствует увеличению рассматриваемого эффекта.

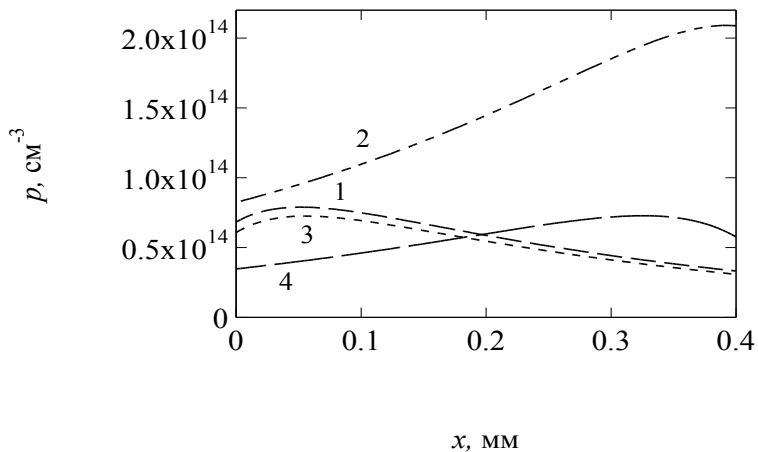


Рис. 1. Вычисленные распределения концентраций ННЗ по толщине базы при различных условиях.

Таким образом, высокая эффективность исследованных СЭ p^+n-n^+ типа при освещении с тыльной стороны вероятнее всего связана не только с большим временем жизни ННЗ в базовой области, но и с чрезвычайно низкой скоростью поверхностной рекомбинации на тыльной стороне.

Возможно, что увеличению фотоэффекта при освещении с тыльной стороны способствует фотоэдс, возникающая на $n-n^+$ барьере. Согласно измерениям в работе [12], фотоэдс на $p-p^+$ переходе возрастает от 10 до 90 мВ с увеличением удельного сопротивления кремния от 10 до 100 Ом.см. Однако для выявления влияния этого фактора на рассмотренные СЭ нужны дополнительные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М. Васильев, А.П. Ландсман. Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. радио, 1971.
2. S.W. Glunz, S. Rein, J.Y. Lee, W. Warta. // J. Appl. Phys. 2001. V. 90. P. 2397
3. D. Macdonald, L.J. Geerligs. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 4061.
4. Fraunhofer institute for solar energy systems ISE. Photovoltaics Report. Freiburg, December 11, 2012. www.ise.fraunhofer.de.
5. 28th European Photovoltaic Solar Energy Conference, September 2013, Paris.
6. T. Mishima, M. Taguchi, H. Sakata, E. Maruyama. // Solar Energy Materials & Solar Cells. 2011. V. 95. P. 18.
7. A. Cuevas, A. Luque, J. Eguren, J. del Alamo. // Solar Energy. 1982. V. 29. P. 419.
8. O.G. Koshelev, G.G. Untila. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2012. V. 76 № 12. P. 1313 [Изв. РАН. Сер. Физическая. 2012. Т. 76, № 12. С. 1468.]
9. G.G. Untila, T.N. Kost, A.B. Chebotareva, M.A. Timofeev. // Semiconductors 2012. V. 46 P. 962 [Физика и техника полупроводников. 2012 Т. 46. С. 984].
10. G.G. Untila, T.N. Kost, A.B. Chebotareva, M.A. Timofeev. // Semiconductors. 2013. V. 47. P. 415 [Физика и техника полупроводников. 2013. Т. 47. С. 392].
11. G.G. Untila, T.N. Kost, A.B. Chebotareva, et al. // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. 2014. DOI: 10.1002/pip.2471.
12. X. J. Mandelkorn, J.H. Lamneck. // Conf 11th IEEE Photovoltaics Specialists Conf., Scottsdale. Ariz. 1975 New York, 1975. P. 36. (РЖЭ 1976, 9Ф44).

Сравнение МПН и регуляризации для многолучевых измерительных систем

Е.Н. Терентьев¹, Н.Е. Терентьев²

¹Физический факультет МГУ

²The University of Queensland, Australia

en.teren@physics.msu.ru, en.teren@mail.ru

В публикациях 1999-2000 годов мы использовали следующий принцип организации исходных данных для решения задач разрешения больших изображений: “Данные с однолучевой системы преобразовываем к виду, как если бы они были получены в многолучевой системе” [2]. Такой организацией данных можно учесть разное разрешение, например, в центре поля зрения и на периферии.

Принцип распараллеливания вычислений должен следовать из постановки задачи. Преобразование данных к многолучевой системе было обусловлено недопущением “ситуации 0/0”, из-за быстрого убывания коэффициентов Фурье в измеряемом изображении и значений Модуляционной Передаточной Функции (МПФ) одного луча в зависимости от возрастания номера гармоник. Математические Принципы Настройки многолучевой системы сводится к МПН по каждому лучу. Т.о. осуществляется настройка распараллеливания вычислений. Заметим, что сама регистрирующая система при этом может быть однолучевой. Если система реально многолучевая, то конечно все проблемы надо рассматривать на стадии проектирования. Цель всех построений – создание устойчивой к помехам системы регистрации с предельно высоким разрешением и максимальной точностью результата.

Параметры, инструменты и основная задача МПН

В МПН используется двумерная сетка параметров NDxDIAP. Neutralization Distance (ND) – это толщины Window рамки. Картинка с Window рамкой продолжается четным образом, пример на Рис.4. Параметр DIAP задает ограничение МПФ в частотной области, пример на Рис. 3.

МПН свойства отображения на NDxDIAP нерегулярного множества АФ О в регулярное множество АФ рО и рR получим из задачи генерации инструментов МПН:

$$[II(R * O), II(pR * pO), Nor(pR), Err(pO), Err(pM)] = \underset{ND \times DIAP}{MPS(O)} \quad (1)$$

В (1) $II(R * O)$ – индикатор обратимости по исходной АФ О и R. МПН инструменты по множеству АФ рО: $II(pR * pO)$ – индикатор регулярности, $Nor(pR)$ – реакция на шум и полученные при этом ошибки $Err(pO)$, $Err(pM)$ относительно исходной АФ О и соответствующей МПФ $M(O)$ см. Рис. 1.

Теоремы об обратимости и регулярности: Если значения Индикатора Обратимости равно 1: $II(R * O)=1$, то имеем обратимость. На сетке NDxDIAP $II(pR * pO)=1$ имеем регулярные множества АФ рО и рR.

Теоремы о монотонности: Реакция на шум $Nor(pR)$ монотонно возрастает, а ошибки $Err(pO)$ и $Err(pM)$ монотонно убывают по DIAP.

Имеет место эффект сжатия $effect = \frac{\|O^-\|}{\|pR\|} \geq 1$ Функции рО и рR выбираются из решения основной МПН задачи:

$$\min_{ND \times DIAP} \{ \|pR\| \mid \|pO - O\| \leq \lim err \}, \quad \lim err \leq err. \quad \dots(2)$$

Задача (2) реализует максимальную точность результата [3] на сетке NDxDIAP путем применения инструментов МПН (1) см. Рис. 2.

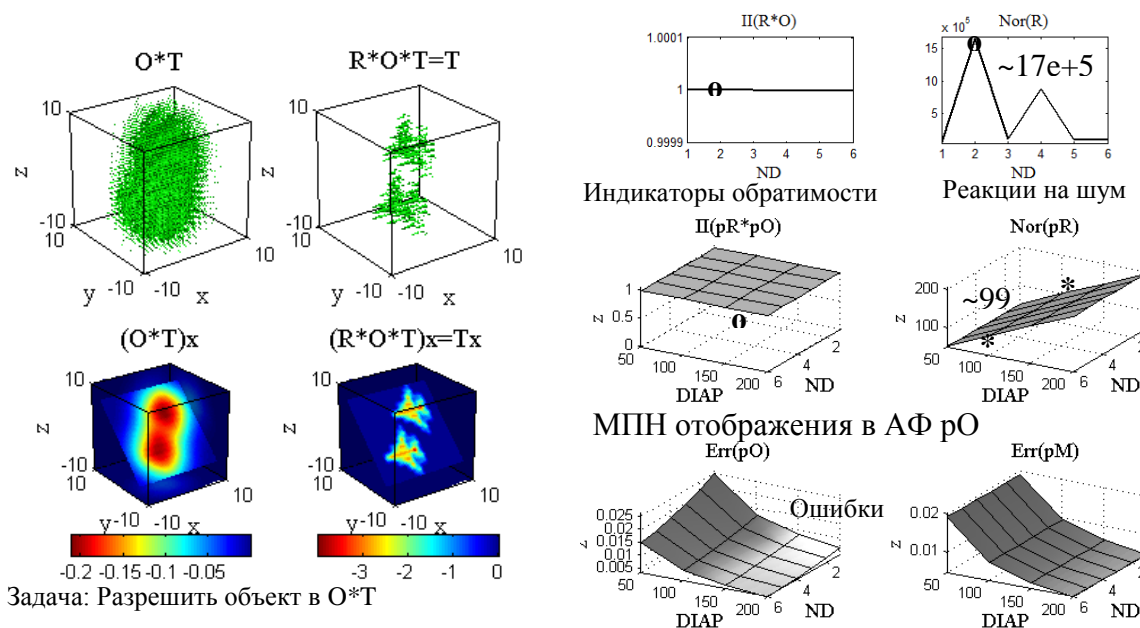


Рис. 1. Постановка задачи и инструменты МПН отображения в АФ рО

Рассматривая МПН по одному лучу с АФ O , отмечаем, что, что при всех Windows $ND=1:6$ имеем обратимость АФ O $\Pi(R*O)=1$ и имеет место аномально высокая реакция на шум $Nor(R)\sim 1.7e+6$ при $ND=2$ см. Рис. 1.

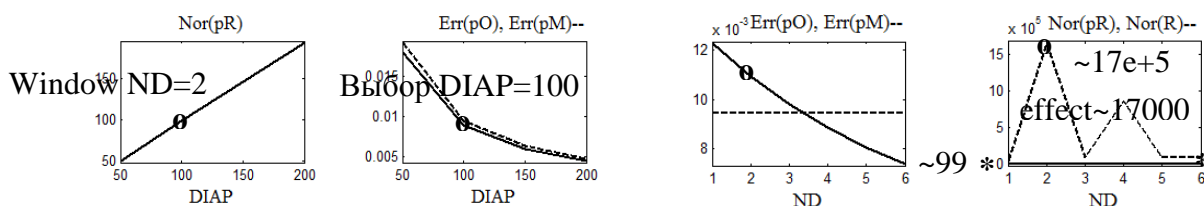


Рис. 2. При $ND=2$ выбор значения параметра $DIAP$, ошибки АФ рО и МПФ рМ, эффект сжатия или падение реакции на шум.

Компромиссный выбор МПН параметра $DIAP=100$ при $ND=2$. С ростом $DIAP$ реакция на шум $Nor(pR)$ растет, а ошибка падает. При $ND=2$ удается сбросить реакцию на шум с $effect\sim 17000$ раз с ошибками $Err(pO)$, $Err(pM)$ порядка процента.

Сравнение МПН с регуляризацией

Для исследования возможностей метода регуляризации была аналогично поставлена близкая задача по демонстрации инструментов:

$$[\Pi(aR * O), \Pi(aR * aO), Nor(aR), Err(aO), Err(aM)] = REG(O)_{ND, \alpha} \quad (3)$$

Задачу (2) так же как и (1) реализует пакет на языке MatLab.

Инструменты задачи (2) использовались и для исследования метода регуляризации “с гладкостью”. В функциях используем префикс a от параметра регуляризации α . Отметим специфические индикаторы обратимости $\Pi(aR*O)$, $\Pi(aR*aO)$ и вид самих функции aR , aO , $aR*O$ и $aR*aO$ с ошибками $Err(aO)$ и $Err(aM)$ см. Рис. 4. Решение вариационной задачи с функционалом Тихонова отражено конструкции МПФ $M(aR)$.

С этими же АФ O и аномальным $ND=2$ ниже демонстрируем результат учета априорной информации о гладкости решений в АФ aO .

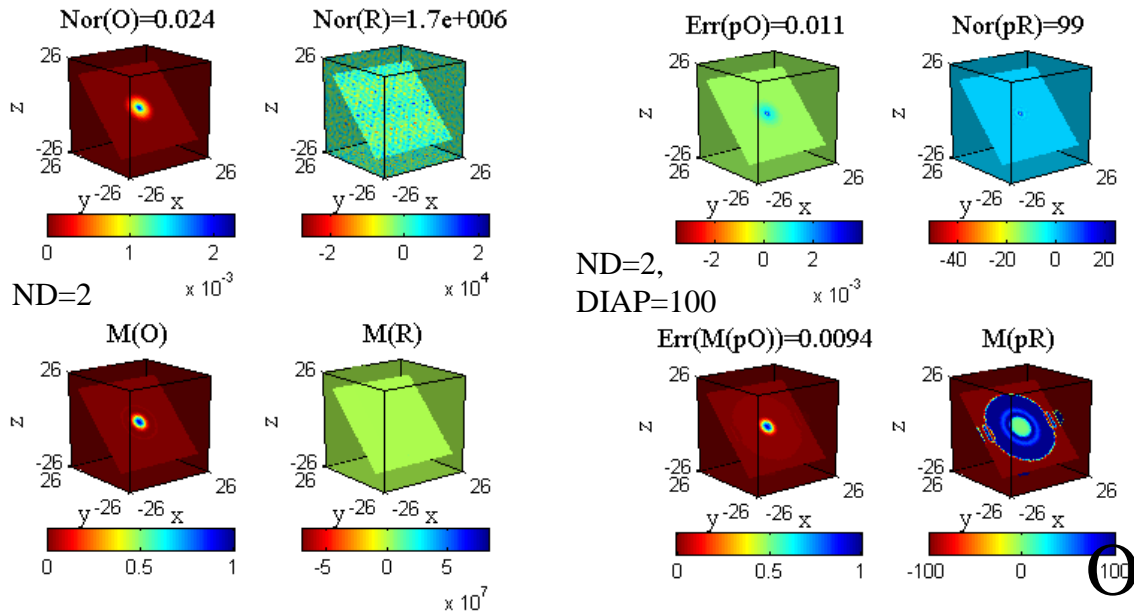


Рис. 2. Сравнение исходных O и R с настроенными pO и pR с выбранным параметром DIAP=100.

$M(aR)$ это МПФ регуляризирующей функции aR . Свертка $aR * O$ со значением в нуле равным 0.13 говорит о необратимости, а вид значений произведения $M(aR)M(O)$ говорит о том, что учет гладкости приводит к ограничению сферой множества используемых частот см. Рис. 4.

Но требование гладкости приводит к тому, что при всех $ND=1:6$ теряется обратимость относительно исходной АФ O. Знаком Жирафа обращаем внимание на большие ошибки при $ND=2$ в aO и $M(aO)$ до 200%. Заметим, что $\Pi(aR * aO)=1$, те aO является обратной к aR . Интерпретация результата регуляризации $aR * O * T$ невозможна, мешает гладкость.

Обсуждение

Заметим, что преобразование МПН реализовывалось от O к R: путем замены $O \Rightarrow R$ на $pO \Rightarrow pR$. Здесь “колокольчик” O реализуется антенной, а “гребешки” R и pR вычислителем. Мы к такому порядку вещей от “колокольчиков” к “гребешкам” привыкли. Назовем такие системы как прямые внеапертурные. Но сейчас пришло время конструировать новые приемные антенны, которые реализуют “гребешок” pR, при этом антенны будут проще, дешевле. Понятно, что вычислитель должен реализовать операции свертки с АФ “колокольчиком” $pO=O(pR)$ и данными измерений с антенны. Назовем такие системы с направлением $pR \Rightarrow pO$, те от “гребешков” к “колокольчикам”, как обратные внеапертурные. “Гребешки” в АФАР и в антеннах с синтезированной апертурой с технологией МПН обратных внеапертурных радаров позволят к предельно высокому разрешению с максимальной точностью (2) добавить еще и более высокую устойчивость к помехам [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Тихонов, М.В. Уфимцев “Статистическая обработка результатов эксперимента” изд. Московского университета, 1988.
2. E. N. Terentiev et al. // Proc. SPIE, Vol. 4032(2000)
3. Ю.П. Пытьев “Методы математического моделирования измерительно-вычислительных систем”, ФИЗМАТЛИТ, 2012 г.