

9-Оптика и спектроскопия

Аблязов Эмиль Кемалович, аспирант 2 года обучения

Информация об авторе дополнительно представлена в секции 19 – «Физика и экология»

Новороссийск, Кубанский государственный технологический университет, НПИ, управления промышленности

Зондирование молекул ароматических углеводородов лидаром комбинационного рассеивания света

Шеманин В.Г., д.ф.-м.н.

e-mail: amigab@mail.ru

стр. 346

Авдеева Анастасия Юрьевна, 6 курс

Красноярск, Сибирский федеральный университет, инженерно-физический

Спектральные свойства резонансного одномерного фотонного кристалла

Ветров Степан Яковлевич, д.ф.-м.н.

e-mail: L36312@yandex.ru

стр. 348

Аверкина Мария Юрьевна, 4 курс

Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники

Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при облучении

импульсами наносекундной длительности

Мандель Аркадий Евсеевич, д.ф.-м.н.

e-mail: brine@mail.ru

стр. 349

Акрестина Анна Сергеевна, ассистент

Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники

Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристаллах германата висмута, наведенные инфракрасным излучением

Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н.

e-mail: aka_83@mail.ru

стр. 351

Алаторцев Максим Николаевич, 4 курс

Красноярск, Сибирский федеральный университет, инженерно-физическое отделение

Зависимость групповой скорости от волнового вектора в среде с отрицательным коэффициентом преломления

Слабко Виталий Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: Chosen24@mail.ru

стр. 352

Бабаева Анна Михайловна, 3 курс

Информация об авторе дополнительно представлена в секции 19 «Физика и экология»

Новороссийск, Кубанский государственный технологический университет, НПИ, Э и ТЭ

Измерение коэффициентов корреляции среднего объемного значения размера частиц цементного аэрозоля

Чартий Павел Валикович, к.ф.-м.н.

e-mail: rebetenok_05@mail.ru

стр. 354

Балакина Татьяна Юрьевна, 4 курс

Томск, Томский государственный университет, физический

Конформации лаурдана и их проявление в спектрах флуоресценции

Жаркова Оксана Михайловна, к.ф.-м.н.

e-mail: balakina_2@mail.ru

стр. 355

Барчук Алексей Андреевич, аспирант

Новокузнецк, Кузбасская государственная педагогическая академия, физико-математический

Колебательная структура вибронных спектров многоатомных соединений

Артемова Лилия Константиновна, к.ф.-м.н.

e-mail: alex_student@inbox.ru

стр. 356

Воронович Дмитрий Юрьевич, 4 курс

Тверь, Тверской государственный университет, физико-технический

Исследование оптического пропускания кристаллического полупроводника

Каплунов Иван Александрович, д.т.н.

e-mail: dimas14-19@mail.ru

стр. 357

Гагаркина Галина Сергеевна, 4 курс
Тезис автора опубликован в секции 12 – «Биофизика»
Сосновоборск, Сибирский федеральный университет, Институт фундаментальной биологии и биотехнологии
Влияние галогенидов калия на флуоресцентные характеристики ферментов бактериальной биолюминесценции

Герасимова Марина Анатольевна,
e-mail: Alkmena_13@mail.ru стр.433

Гоцев Алексей Александрович, магистрант 1 года обучения
Владимир, Владимирский государственный университет, радиофизики, электроники и медицинской техники
Повышение энергетического выхода механолюминесцентного датчика давления

Макарова Наталья Юрьевна, к.т.н.
e-mail: holta87@mail.ru стр. 359

Гринько Илья Александрович, 3 курс
Новороссийск, Кубанский государственный технологический университет, НПИ, Э и ТЭ
Расчет длин волн лазерного зондирования воздушных потоков реального цементного аэрозоля

Чартий Павел Валикович, к.ф.-м.н.
e-mail: iliahouse@yandex.ru стр. 360

Дышлюк Антон Владимирович, н.с.
Информация об авторе дополнительно представлена в секции 17 – «Автоматизация физ.эксперимента»
Владивосток, Институт авт-ки и процессов управления ДВО РАН, Лаб. прецизионных опт-х методов измерений
Дифференциально-рефлектометрический метод опроса брэгговских датчиков с гибридным спектрально-временным разделением измерительных каналов

Витрик Олег Борисович, д.ф.-м.н.
e-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru стр. 362

Карабутина Ангелина Михайловна, 3 курс
Красноярск, Сибирский федеральный университет, ИФ и РЭ, инженерно-физическое отделение
Аномально большое сверхтонкое расщепление в мюонном водороде

Геллер Юрий Исаевич, д.ф.-м.н.
e-mail: gellka@inbox.ru стр. 363

Кашапова Эльвира Рамисовна, 6 курс
Тезис автора опубликован в секции 13 – «Физическая химия»
Томск, Томский государственный университет, физический
Зависимость спектрально-люминесцентных свойств молекул некоторых мероцианиновых красителей от строения

Базыль Ольга Константиновна, к.ф.-м.н.
e-mail: ekashapova1@rambler.ru стр. ___

Ким Татьяна Леонидовна, 5 курс
Кемерово, Кемеровский государственный университет, физический
Моделирование дифракции световых пучков при лазерном сканировании фоторефрактивных материалов с пространственной модуляцией показателя преломления

Севостьянов Олег Геннадьевич, к.ф.-м.н.
e-mail: tanyakim@list.ru стр. 365

Колосов Дмитрий Александрович, аспирант
Ставрополь, Ставропольский государственный университет, физико-математический
Математическая модель замедленной флуоресценции

Солодунов Виктор Васильевич, к.ф.-м.н.
e-mail: kolosov_dmitry@mail.ru стр. 366

Куваева Маргарита Александровна, 5 курс
Кемерово, Кемеровский государственный университет, химический
Фотолиз пленок индия и оксида молибдена (VI)

Суровой Эдуард Павлович, д.х.н.
e-mail: mar54852201@yandex.ru стр. 367

Майничев Дмитрий Александрович, н.с.

Тезис автора опубликован в секции -8 «Магнетизм»

Новосибирск, Институт неорганической химии СО РАН им. А.В. Николаева, физический

Численное моделирование формы сигнала ЯМР в условиях скачкообразного изменения константы скорости химического обмена

e-mail: dnmr@narod.ru

стр. 327

Миргород Вячеслав Геннадьевич, аспирант

Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, радиотехнический

Аналитическая модель импульсной многопучковой записи голографических фотонных структур в поглощающих фотополимерных композитах

Шарангович Сергей Николаевич, к.ф.м.н.

e-mail: shr@svch.rk.tusur.ru

стр. 369

Осипова Анна Сергеевна, 6 курс

Томск, Томский государственный университет, физический

Коэффициенты уширения колебательно-вращательных линий озона давлением азота и кислорода

Лаврентьева Нина Николаевна, д.ф.-м.н.

e-mail: osip0802@sibmail.com

стр. 370

Павлов Дмитрий Дмитриевич, аспирант

Владимир, Владимирский государственный университет, радиофизики, электроники и медицинской техники

Функция преобразования механолюминесцентных датчиков давления

Макарова Наталья Юрьевна, к.т.н.

e-mail: holta87@mail.ru

стр. 372

Пасека Ольга Игоревна, 4 курс

Москва, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический

Возможность компрессии коротких оптических импульсов с фазовой модуляцией в диспергирующей среде

Сухоруков Анатолий Петрович, д.ф.-м.н.

e-mail: olgapaseka@gmail.com

стр. 373

Поспелов Геннадий Игоревич, 4 курс

Красноярск, Сибирский федеральный университет, инженерно-физическое отделение

Зависимость сдвига фазы излучения от отношения показателей преломления двухкомпонентной среды

Слабко Виталий Васильевич, д.ф.-м.н.

e-mail: torn_iff_v@mail.ru

стр. 374

Рабаданов Камиль Шахриевич, инженер

Махачкала, Дагестанский научный центр РАН, аналитический центр коллективного пользования

Исследование гомогенных и гетерофазных систем K,Ca/NO₃ методами колебательной спектроскопии

Гафуров Малик Магомедович, д.ф.-м.н.

e-mail: rksh83@mail.ru

стр. 375

Резак Елена Владимировна, аспирант

Хабаровск, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, естественно-научный

Исследование свойств деформированного оптического волокна

Прокопович Марк Романович, к.ф.-м.н.

e-mail: lenasletter@mail.ru

стр. 377

Савчик Дмитрий Викторович, аспирант

Информация об авторе дополнительно представлена в секции 13 – «Физическая химия»

Челябинск, Челябинский государственный университет, химический

Практика расчета колебаний молекул в координатах X_{δ}^0

Балыкин Владимир Петрович, д.х.н.

e-mail: dmitriy-savchik@yandex.ru

стр. 378

Соколова Екатерина Борисовна, аспирант
Владивосток, Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ИФИТ
Сравнение спектров оптического пробоя фитопланктона и морской воды при возбуждении лазерным излучением фемто- и наносекундной длительности
Голик Сергей Сергеевич, к.ф.-м.н.
e-mail: mastapes@mail.ru стр. 379

Солдатова Полина Владимировна, 4 курс
Хабаровск, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, естественно-научный институт
Поглощение оптического излучения радиационно-наведенными центрами окраски в кварцевом оптическом волокне
Попова Алена Валентиновна, аспирант
e-mail: polina9212007@mail.ru стр. 380

Терещенко Виталий Николаевич, 5 курс
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, электронной техники
Исследование фазовой модуляции сигнального пучка при встречном двухволновом взаимодействии с немодулированным пучком накачки
Шандаров С.М,
e-mail: necehzyby@mail.ru стр. 381

Толстихин Александр Борисович, аспирант
Красноярск, Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники
Спектроскопия связанной воды в бентоните
Сорокин Анатолий Васильевич, к.ф.-м.н.
e-mail: abt-line@bk.ru стр. 382

Трубачева Елена Николаевна, 4 курс
Томск, Томский государственный университет, физический
Структурные особенности ортозамещенных нафталина и их проявления в электронных спектрах
Жаркова Оксана Михайловна, к.ф.-м.н.
e-mail: lena_zaya@sibmail.com стр. 384

Уварова Алина Александровна, аспирант
Великий Новгород, Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого, физико-технический
Моделирование оптических процессов в светодиодах
Удальцов Виктор Екимович, к.ф.-м.н.
e-mail: ualek@list.ru стр. 385

Устюжанин Сергей Владимирович, инженер
Томск, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, радиотехнический
Исследование селективных свойств неоднородной ФПМ-ЖК голографической структуры
Шарангович Сергей Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: serega3110@ms.tusur.ru стр. 387

Фёдоров Евгений Сергеевич, 4 курс
Ярославль, Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова, Физический
Зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра от угла падения света для тонких плёнок кобальта
Папорков Владимир Аркадиевич, к.ф.-м.н.
e-mail: hammer76rus@mail.ru стр. 388

Филатов Дмитрий Геннадьевич, аспирант 1 года обучения
Информация об авторе дополнительно представлена в секции 12 «Биофизика»
Сыктывкар, Сыктывкарский государственный университет, физический
Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей биологическими объектами
Петраков Анатолий Павлович, д.ф.-м.н.
e-mail: petrakov@syktsu.ru стр. 390

Фуфурин Игорь Леонидович, аспирант 2 года обучения
Тезис автора опубликован в секции 14 – «Геофизика»
Москва, Московский государственный технический университет им Н.Э. Баумана, фундаментальных наук
Пассивная локация веществ в открытой атмосфере по единичному измерению фурье-спектрорадиометра
Морозов Андрей Николаевич, д.ф.-м.н.
e-mail: igfil@mail.ru стр. ____

Черных Дмитрий Сергеевич, 3 курс
Хабаровск, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, естественно-научный институт
Волоконно-оптический датчик наноперемещений
Окишев Константин Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: demidrol2004@rambler.ru стр. 391

Чернышева Мария Анатольевна, 4 курс
Хабаровск, Дальневосточный государственный университет путей сообщения, естественнонаучный институт
Аналитическое определение максимально допустимого угла скола оптического волокна для формирования высококачественного сростка
Смеликова Ирина Николаевна,
e-mail: malika@list.ru стр. 392

Чехлёнок Алексей Анатольевич, 4 курс
Владивосток, Морской государственный университет им. адмирала Невельского, физико-технический
Исследование брэгговского отражения в наноструктурированных волокнах биологического происхождения
Нагорный Иван Григорьевич, к.ф.-м.н.
e-mail: dima.prsk@mail.ru стр. 394

Чурилова Анастасия Сергеевна, 5 курс
Красноярск, Сибирский федеральный университет, Институт фундаментальной биологии и биотехнологии
Исследование спектральных и фотофизических характеристик НАДН методом введения ксантеновых красителей с усилением спин-орбитального взаимодействия
Герасимова Марина Анатольевна,
e-mail: churil_n@mail.ru стр. 395

Шаповалова Анна Михайловна, аспирант
Ставрополь, Ставропольский государственный университет, физико-математический
Влияние температуры на константу скорости S₀-T-перехода молекул акцептора в стеклообразных растворах
Дерябин Михаил Иванович, д.ф.-м.н.
e-mail: shapovalenok@yandex.ru стр. 397

Юлкова Виктория Михайловна, аспирант
Архангельск, Поморский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический
Взаимодействие ультракороткого импульса электромагнитного поля с молекулярным ионом водорода
Есеев Марат Каналбекович, к.ф.-м.н.
e-mail: ulkova@pomorsu.ru стр. 398

Юрьева Юлия Борисовна, магистрант 1 года обучения
Кемерово, Кемеровский государственный университет, химический
Влияние облучения и отжига на фотолюминесценцию детекторов ТЛД-К и ТЛД-500
Алукер Надежда Леонидовна, к.ф.-м.н.
e-mail: jy-Jyрева@mail.ru стр. 400

Дружинин Анатолий Владимирович, с.н.с., к.ф.-м.н. **Тезисы лекций**
Екатеринбург, Институт физики металлов УрО РАН
e-mail: Druzhinin@imp.uran.ru стр.401
Фотоника супрамолекулярных наноразмерных структур
Магнетизм и спектроскопия

Зондирование молекул ароматических углеводородов лидаром комбинационного рассеяния света

Аблязов Эмиль Кемалович

Новороссийский политехнический институт
Кубанский государственный технологический университет

Шеманин Валерий Геннадьевич, д.ф.-м.н.

amigab@mail.ru

Многокомпонентные газовые потоки газа широко распространены в промышленности и играют важную роль во многих отраслях современной техники и технологии. В результате разнообразных технологических процессов образуются потоки отходящих газов, методы и средства контроля которых имеют общую физическую основу. В последнее время большое внимание уделяется лазерным дистанционным измерениям концентраций молекул загрязняющих веществ в атмосферном воздухе [1].

Поэтому целью настоящей работы является оценка потенциальных возможностей такой лазерной системе дистанционного зондирования для контроля этих молекул в атмосфере над предприятием. Согласно [1] она может быть представлена лидарной системой, в которой одновременно могут быть реализованы несколько лидарных методов – рассеяние Ми, комбинационное рассеяние света, дифференциальное поглощение и рассеяние и флуоресценция, что определяется типом загрязняющих веществ и особенностями наблюдаемого промышленного района. Для оперативного зондирования области пространства и измерения распределения концентраций молекул ароматических углеводородов в ней представляется перспективным применение лидара комбинационного рассеяния света, что подтверждается результатами работ [2] по оценке потенциальных возможностей таких лидаров для зондирования молекул фторводорода в атмосфере.

Для решения поставленной задачи необходим выбор оптимальной длины волны лазерного излучения для получения на фотоприемнике такого лидара максимальной мощности комбинационного рассеяния света молекулами углеводородов в условиях дневного зондирования. В качестве объектов исследования выбраны молекулы бензола и толуола, отличающиеся высокой степенью опасности и имеющие очень низкие значения ПДК: бензол – 0,1 и толуол – 0,6 мг/м³ [3].

В нашей экспериментальной ситуации мощность регистрируемого излучения комбинационного рассеяния света можно описать уравнением лазерного зондирования для комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами в направлении назад в виде [2]:

$$P(\lambda, R) = P_L K_1 \Delta R A_0 T(\lambda_L, R) T(\lambda, R) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) N_a / R^2 \quad (1)$$

где $P(\lambda, R)$ - мощность сигнала комбинационного рассеяния на фотоприемнике на длине волны λ , приходящего с расстояния R ; P_L - мощность лазерного излучения и λ_L - его длина волны; K_1 - постоянная лидара; $\Delta R = \frac{c\tau_L}{2}$ - шаг по расстоянию, c – скорость света, а τ_L – время одного измерения, причем его минимальное значение определяется длительностью импульса лазерного излучения; A_0 - площадь приемного телескопа; $T(\lambda_L, R)$, $T(\lambda, R)$ - пропускание атмосферы соответственно на длине волны лазерного излучения и сигнала комбинационного рассеяния света; $d\sigma/d\Omega$ - дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света исследуемой молекулой на длине волны лазерного излучения и N_a - концентрация молекул.

Для оценки потенциальных возможностей такого лидара было выполнено численное решение лидарного уравнения для колебательного комбинационного рассеяния света молекулами бензола C_6H_6 и толуола C_7H_8 с концентрацией 10^{19} см⁻³ в направлении назад в диапазоне расстояний зондирования от 0,1 до 5 км. Для зондирования, были выбраны длины волн излучения YAG-Nd лазера 532, 355 и 266 нм. Для этих длин волн были рассчитаны значения длин волн полос комбинационного рассеяния света валентных СС колебаний бензола 992 см⁻¹ и толуола 1031 см⁻¹, валентных СН колебаний бензола 3062 см⁻¹ и толуола 3067 см⁻¹ по значениям этих волновых чисел из [1]. Дифференциальные сечения колебательного комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами в направлении назад были рассчитаны по экспериментальным значениям сечений для длины волны излучения азотного лазера $\lambda_0 = 337,1$ нм и выбранных полос комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами. Пропускание атмосферы на разных длинах волн было рассчитано согласно [2].

По значениям спектральной яркости солнечного излучения для длин волн полос комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами $S_b(\lambda)$ из [1], были рассчитаны значения фоновой мощности $P_b(\lambda, R)$ для нашего случая по уравнению из [2]:

$$P_b(\lambda, R) = S_b(\lambda)T(\lambda, R)K_2\xi_p(\lambda)A_0\Omega(R)\Delta\lambda, \quad (2)$$

где $\Omega(R)$ - телесный угол поля зрения приемного телескопа, причем $\Omega(R) = A_0/R^2$; а A_0 - площадь приемного телескопа, $\Delta\lambda$ - спектральная ширина приемного тракта.

Далее результаты расчетов по лидарному уравнению (1) для полос С-С и С-Н колебаний исследуемых молекул, представленные на рисунке 1 в качестве примера для длины волны 266 нм, показывают, что оптимальным по критерию превышения над фоном является использование в такой системе излучения лазера с длиной волны 266 нм, которая позволяет получить максимальное значение мощности комбинационного рассеяния света и превышение над фоном для бензола и толуола на расстояниях до 1,7 км. Использование излучения с длиной волны 355 нм эффективно только на близких расстояниях – примерно до 0,5 км. Сигнал комбинационного рассеяния с расстоянием уменьшается довольно резко, например, для 266 нм - с каждым километром более чем на порядок. Для сравнения на рисунке 1 приведен уровень фона на этих длинах волн, рассчитанный по уравнению (3) для валентных СС и СН колебаний молекул бензола (В) и толуола (Т), причем значения фона попарно совпали.

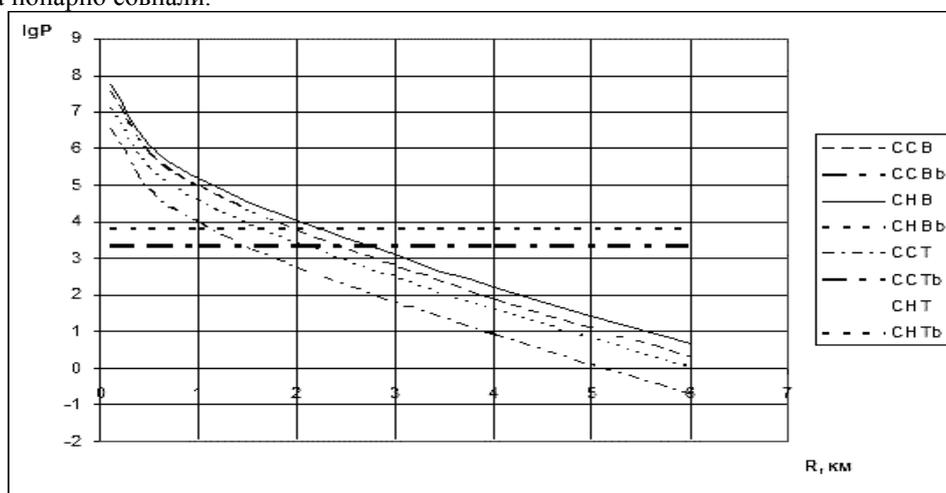


рис. 1- График зависимости логарифма мощности комбинационного рассеяния молекулами бензола (В) и толуола (Т) для валентных СС и СН колебаний с концентрацией в атмосфере $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ от расстояния зондирования для четвертой гармоники излучения YAG: Nd - лазера с длиной волны 266 нм. Горизонтальные линии ССВ-b, ССТ-b, СНВ-b и СНТ-b – линии фона.

Далее на длине волны лазерного излучения 266 нм были рассчитаны значения мощности комбинационного рассеяния света для значений концентраций исследуемых молекул, равных их ПДК, и определены расстояния, на которых можно зарегистрировать концентрацию этих молекул на уровне предельно-допустимой. Получены следующие результаты: для бензола (ПДК= $7.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) - 70 м и толуола (ПДК= $3.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) - 154 м.

Таким образом, полученные результаты показывают возможность оптимального выбора длины волны лазера для контроля и предупреждения аварийных выбросов исследуемых молекул бензола и толуола в атмосферу в различных экспериментальных условиях.

Список публикаций:

- [1] Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.
 [2] Воронина Э.И., Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Лазерное зондирование молекул HF в атмосфере: вопросы численного моделирования. // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 8. С. 716-720
 [3] Перечень и коды веществ, загрязняющих атмосферный воздух. НИИ Охраны атмосферного воздуха. С.-Петербург. 1998. 161 с.

Спектральные свойства резонансного одномерного фотонного кристалла

Авдеева Анастасия Юрьевна

Тимофеев Иван Владимирович

Сибирский федеральный университет

Ветров Степан Яковлевич, д.ф.-м.н.

L36312@yandex.ru

Целью данной работы является исследование спектральных свойств одномерного резонансного фотонного кристалла (РФК) состоящего из чередующихся слоев двух материалов в качестве одного из которых рассматривается резонансно поглощающий газ. Исследуется влияние резонансного поглощения света при вариации угла падения излучения, параметров РФК [1]. Были проведены численные расчеты для слоистой среды с толщинами слоев d_1 и d_2 . Диэлектрическая проницаемость изотропного слоя $\epsilon_1=3,24$. Комплексная диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца:

$$\epsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} - i \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}$$

где $\omega_p^2=4\pi Nfe^2/m$, e – заряд электрона, m - масса электрона, N - плотность резонансных атомов, f - сила осциллятора, γ - ширина линии, ω_0 - центральная частота резонанса, ω - частота излучения. В качестве резонансно поглощающего газа рассмотрены пары атомов Hg, с параметрами $\gamma/\omega_G=5\cdot 10^{-7}$, $\omega_p^2/\omega_G^2=7\cdot 10^{-8}$, где $\omega_G=\pi c/L_0$ – характерная частота запрещенной зоны, $L_0=d_1\sqrt{\epsilon_1}+d_2$ - оптическая толщина. Резонансу на длине волны 253,6 нм соответствует ширина линии $\gamma \approx 10^9$ Гц.

Учет мнимой части диэлектрической проницаемости приводит к сужению дополнительной полосы пропускания в первой запрещенной зоне РФК, за счет существенного поглощения вблизи резонансной частоты ω_0 (рис.1). При удалении от резонансной частоты ($\omega < \omega_0$) мнимая часть волнового числа k_z уменьшается, то есть, уменьшается затухание электромагнитных мод.

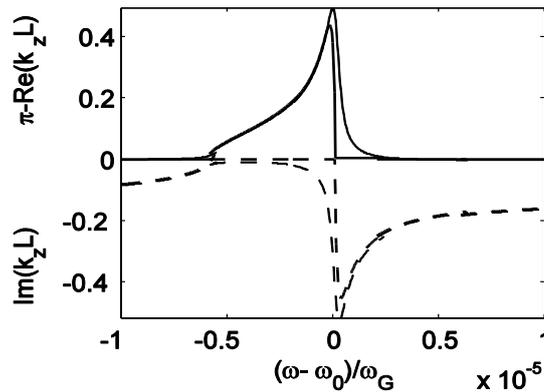


рис.1. Зависимость мнимой части проекции волнового вектора k_z от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа для случая нормального падения излучения. Сплошная и штриховая широкие линии – для непоглощающего РФК ($\epsilon_2(\omega)=\text{Re}\epsilon_2(\omega)$). Сплошная и штриховая узкие линии – для поглощающего РФК ($\epsilon_2(\omega)=\text{Re}\epsilon_2(\omega) + i\text{Im}\epsilon_2(\omega)$)

Спектр пропускания ограниченного РФК исследовался методом трансфер-матрицы. Коэффициент пропускания весьма чувствителен к углу падения θ (рис.2), при увеличении θ до 8° значение в максимуме кривой пропускания уменьшилось на порядок. При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание γ также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом спектр пропускания, штриховые кривые (рис.2) сдвигаются от резонанса, а ширина полос возрастает в 3 раза. Коэффициент пропускания в максимуме полос не меняется. По мере приближения резонансной частоты ω_0 к краю запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы, пропускание существенно увеличивается. Например, при $\omega_0=1,85\omega_G$ оно достигает 55%. Наконец, заметим, что отмеченные спектральные особенности РФК для ТМ-волн сохраняются и для волн ТЕ-типа.

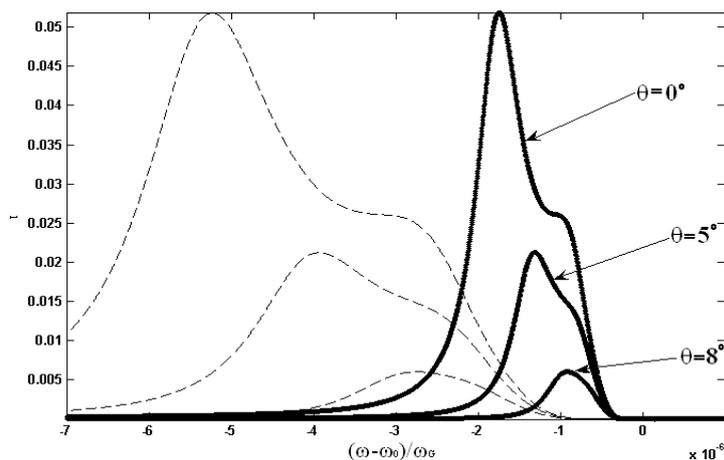


рис. 2. Частотные зависимости коэффициента пропускания $t(\omega)$ поглощающего РФК. Сплошные линии приведены для различных углов падения θ , когда плотность резонансных атомов $N=4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Штриховые линии рассчитаны, когда плотность резонансных атомов и соответственно ширина резонансной линии увеличена в 3 раза $N=12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma=15 \cdot 10^7 \omega_G$. Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм.

Таким образом, показано, что имеются реальные возможности изменения кривых дополнительного пропускания в запрещенной зоне РФК за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны. Процессами пропускания можно эффективно управлять путем изменения угла падения лазерного излучения.

Список публикаций:

[1] Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Кутукова (Авдеева) А.Ю. *Оптика и спектроскопия*, 2009, том 106, №5, с.840-844

Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ при облучении импульсами наносекундной длительности

Аверкина Мария Юрьевна

Иткин Виталий Игоревич, Басько Наталья Сергеевна, Гриднева Евгения Сергеевна, Комар Андрей Александрович, Дудик Татьяна Николаевна, Позак Оксана Владимировна

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Мандель Аркадий Евсеевич д.ф.-м.н.

brine@mail.ru

Фотоиндуцированное поглощение света в кристаллах титаната висмута, наведенное непрерывным излучением, хорошо изучено [1-5]. В настоящей работе экспериментально исследовано влияние наносекундных импульсов длиной волны 532 нм, генерируемых лазером на алюмоиттриевом гранате с неодимом, на поглощение света в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$ на длине волны 633 нм. Использование модели фотоиндуцированного перераспределения заряда, предложенной в работе [6], позволило описать динамику поглощения для длинноволнового (красного) излучения, фотоиндуцированного в кристалле импульсами коротковолнового (зеленого) света наносекундной длительности.

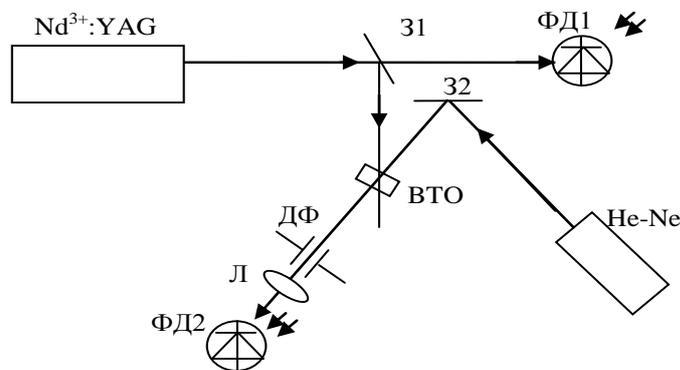


рис. 1 Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для изучения динамики оптического поглощения представлена на рис.1. В экспериментах был использован легированный кальцием кристалл титаната висмута ($\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$) толщиной 5,9 мм. Облучение кристалла осуществлялось импульсам с длительностью 40 нс, генерируемых лазером LS-2137 на алюмоиттриевом гранате с неодимом ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$) с преобразованием основной частоты генерации в излучение второй гармоники с длиной волны 532 нм. Лазер работал в режиме активной модуляции добротности, с частотой следования импульсов 5 Гц. Часть излучения проходила через полупрозрачное зеркало 31 на фотодиод ФД1 для синхронизации, остальное излучение проходило через кристалл. Для зондирования образца на длине волны 633 нм использовалось излучение непрерывного He-Ne лазера мощностью 19 мВт, которое зеркалом 32 поворачивалось на необходимый угол. Прошедший через кристалл пучок проходил через диафрагму ДФ для фильтрации переотраженных лучей и фокусировался собирающей линзой Л ($F=75$ мм) на фотодиод ФД2.

Данные с фотодиодов поступали на входы цифрового осциллографа.

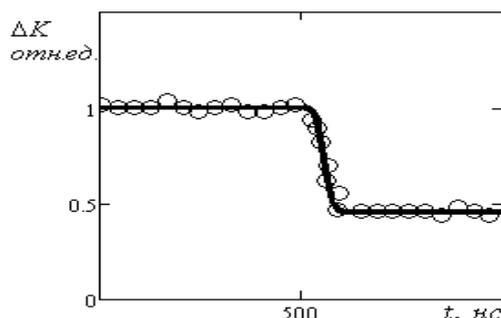


рис.2. Расчетная (сплошная линия) и экспериментальная (кружки) зависимость изменения интенсивности излучения с длиной волны 633 нм, прошедшего через кристалл $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}:\text{Ca}$, при воздействии лазерного импульса наносекундной длительности на длине волны 532 нм

В экспериментах наблюдалось уменьшение коэффициента пропускания кристалла $\Delta K(t)$ для светового пучка с длиной волны 633 нм, динамика которого на начальном участке представлена на (рис. 2). Как видно, в эксперименте наблюдается быстрый рост фотоиндуцированного поглощения света. За время после начала импульса, составляющее около 100 нс, поглощение достигало максимума.

Для описания динамики фотоиндуцированных эффектов в фоторефрактивных кристаллах обычно используются скоростные уравнения для концентрации электронов в зоне проводимости, а также для концентраций ионизированных доноров и ловушек, захвативших электроны. Все используемые динамические модели предполагают наличие дискретного энергетического спектра дефектных центров в запрещенной зоне кристалла. При моделировании полученной экспериментально зависимости использовалась теоретическая модель, предложенная в работе [6]. Модель предполагает наличие в кристалле донорно-ловушечных пар двух типов, энергетические уровни которых расположены на разном удалении от дна зоны проводимости. Данные пары состоят из близко расположенных донорных и ловушечных центров, разделенных потенциальным барьером и имеющих различающиеся сечения фотоионизации. При численном моделировании фотоиндуцированного поглощения были подобраны материальные параметры кристалла, при которых теория воспроизводит характерные особенности динамики поглощения для длинноволнового (красного) излучения, фотоиндуцированного в кристалле импульсами коротковолнового (зеленого) света наносекундной длительности.

Работа выполнена при поддержке программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 годы».

Список публикаций:

- [1] Каргин Ю.В., Бурков В.И., Марьин А.А., Егорышева А.В. Кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{MxO}_{20\pm\delta}$ со структурой селенита. Синтез, строение, свойства. РАН Институт Общей и Неорганической Химии им Н.С. Курникова. Москва, 2004, 312с.
- [2] Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в пьезоэлектрических кристаллах. Томск, ТУСУР, 2007, 241с.
- [3] Kobozev O.V., Shandarov S.M., Kamshilin A.A., Prokofiev V.V. Light-induced absorption in a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal // J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 1999. V.1. P.442- 447.
- [4] Мандель А.Е., Плесовских А.М., Шандаров С.М., Цуркан М.И., Плинта К.С., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В., Шепелевич В.В., Навыко В.Н. Фотоиндуцированное поглощение в кристаллах титаната висмута для узкополосного светового излучения // Известия Вузов. Физика. 2003, №12, с. 48-54.
- [5] Shandarov S. M., Polyakova L. E., Mandel A. E., Kisteneva M. G., Vidal J., Kargin Yu.F., Egorysheva A. V. Temperature dependences of optical absorption and its light-induced changes in sillenite crystals // Proceedings of SPIE. 2007. V.6595. P.124-131.
- [6] Шандаров С.М., Мандель А.Е., Кистенева М.Г., Иткин В.И., Вишнев А.С. Динамика фотоиндуцированного поглощения света в кристалле титаната висмута // Химия высоких энергий. 2008, том 42, № 4 (приложение), с. 38-40.

Фотоиндуцированные изменения оптического поглощения в кристаллах германата висмута, наведенные инфракрасным излучением

Акрестина Анна Сергеевна

Сивун Дмитрий Олегович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Шандаров Станислав Михайлович, д.ф.-м.н.

aka_83@mail.ru

Засветка кристаллов силиката и германата висмута как непрерывным некогерентным излучением видимого диапазона [1,2], так и одиночными лазерными импульсами с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм [4] при температурах $T \leq 200$ К приводит к обратимому изменению коэффициента поглощения. Считается, что при комнатных температурах величина изменений поглощения для этих кристаллов мала, в отличие от изменений, наблюдаемых в экспериментах с титанатом висмута [1-3]. Однако в работе [5] просветление кристаллов силиката висмута при облучении излучением с длинами волн 1053 и 1064 нм наблюдалось при комнатных температурах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики спектральной зависимости изменения оптического поглощения кристалла германата висмута (BGO) при его засветке лазерными импульсами ($\lambda=1053$ нм) с длительностью 10 нс, частотой следования 10 кГц и средней интенсивностью излучения $\sim 2,3$ Вт/см² в течение часа. Проведена численная аппроксимация спектральных зависимостей коэффициента поглощения до и после облучения, с использованием модели фотовозбуждения электронов в зону проводимости с глубоких доноров [3] и предположения о внутрицентровых переходах.

Экспериментальные зависимости коэффициента поглощения $k(\lambda)$ для спектрального диапазона 450-900 нм, измеренные для исходного состояния кристалла и после его облучения лазерными импульсами в течение 1 часа (доза ~ 8 кДж/см²), представлены на рис. 1,а. Эксперименты показали, что облучение кристалла приводит к уменьшению поглощения в диапазоне от 450 до 900 нм. Спектральная зависимость $\Delta k(\lambda)$, полученная вычитанием коэффициентов поглощения для незасвеченного и облученного кристалла, показанная на рис. 1,б, демонстрируют резонансный характер наведенных изменений. Она представляет собой систему широких перекрывающихся полос с максимумами при $\lambda = 560, 700, 750$ и 820 нм. Максимальные изменения оптического поглощения Δk наблюдались на длинах волн 560 и 700 нм и составили $\sim 0,15$ и $\sim 0,1$ см⁻¹, при значениях коэффициента поглощения для необлученного кристалла 0,49 и 0,25 см⁻¹, соответственно.

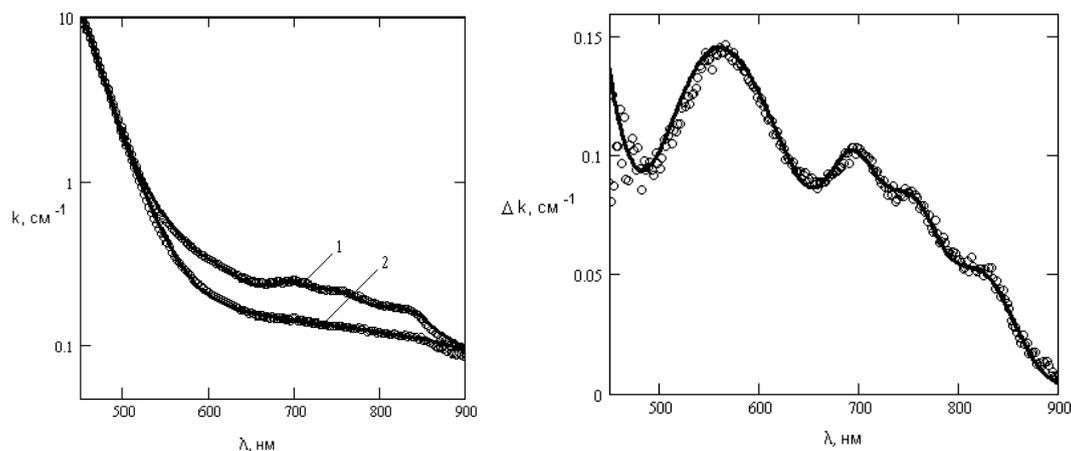


рис. 1. Спектральные зависимости коэффициента поглощения (а) и его наведенных изменений (б) в кристалле BGO с толщиной 1,3 мм. 1 – до облучения; 2 – после облучения лазерными импульсами ($\lambda = 1053$ нм). Кружки – экспериментальные данные, сплошные линии – расчетные зависимости

Для аппроксимации наблюдаемых спектральных зависимостей мы предположили, что вклад в примесное поглощение дает как фотовозбуждение электронов в зону проводимости с глубоких донорных центров с нормальным законом распределения концентраций по энергии ионизации [3], так и внутрицентровые переходы. Были учтены пять внутрицентровых переходов со спектральными характеристиками в виде функций Гаусса с максимумами при энергиях кванта равных 1,50; 1,64; 1,77; 2,18 и 2,41 эВ. Для переходов электронов в зону проводимости в рамках модели [3] учитывались пять глубоких донорных центров со средними энергиями ионизации 1,22; 1,60; 1,91; 2,26 и 2,70 эВ. Расчеты показывают, что ИК излучение с энергией кванта $\sim 1,17$ эВ переводит большинство структурных дефектов в кристалле BGO в состояние, из которого внутрицентровые переходы, инициируемые квантами с энергией, близкой к 1,50; 1,64; 1,77 и 2,18 эВ, становятся невозможными.

Это приводит к просветлению кристалла в спектральной области от 450 нм до ближнего ИК диапазона. Облучение кристалла ВГО ИК-излучением не приводило к исчезновению внутрицентрового перехода, вызываемого квантами с энергией, близкой к 2,41 эВ. Таким образом, разностная спектральная зависимость (рис. 1,б) представляет суперпозицию только четырех резонансных кривых.

Поскольку спектральные зависимости, подобные изображенным на рис. 1, б, наблюдались и при ИК-облучении кристалла силиката висмута с максимумами полос поглощения при 570, 698, 761 и 829 нм [5], они могут быть обусловлены дефектами, связанными с ионами висмута. Следует отметить, что пики поглощения с близкими к наблюдаемым нами положениями спектральных максимумов имеют место в активированных висмутом стеклах, используемых в волоконно-оптических лазерах ближнего ИК диапазона [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99023-р_офи) и программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)». Авторы благодарят М.Г. Кистеневу за помощь в проведении экспериментов и полезные консультации.

Список публикаций:

- [1] Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. *Фотоиндуцированные явления в силленитах.* – Новосибирск: Наука. 1990. С.160.
 [2] Ю.Ф. Каргин, В.И. Бурков, А.А. Марьин, А.В. Егорышева. *Кристаллы $Bi_{12}MxO_{20+\delta}$ со структурой силленита. Синтез, строение, свойства.* М.: ИОНХ РАН, 2004. С. 312.
 [3] Толстик А. Л., Матусевич А. Ю., Кистенева М. Г. и др. // *Квантовая электроника.* 2007. Т. 37. №11. С.1027.
 [4] Гаврюшин В., Рачюкайтис Г., Пузонас Г. и др. *Лазерная модуляция фотохромного эффекта в кристаллах типа силленита // Литовский физический сборник.* 1990. 30, №4. С. 471-476.
 [5] С.М. Шандаров, М.Г. Кистенева, А.С. Акрестина, А.Л. Толстик // *Квантовая электроника: VII Междунар. научн.-техн. конф.: материалы.* -2008.-С. 40.
 [6] Л.И. Булатов, В.В. Двойрин, В.М. Машинский, Е.М. Дианов, А.П. Сухоруков, А.А. Умников, А.Н. Гурьянов // *Известия РАН. Серия физическая.* 2008. Т. 72. №1. С. 110-114.

Зависимость групповой скорости от волнового вектора в среде с отрицательным коэффициентом преломления

Алаторцев Максим Николаевич

Поспелов Геннадий Игоревич, Шамигулин Алексей Валерьевич

Сибирский федеральный университет

Слабко Виталий Васильевич, д.ф.-м.н.

Chosen24@mail.ru

В 1967 г. советский ученый Веселаго В.Г. выдвинул гипотезу о существовании материалов с отрицательным показателем преломления, для которых ϵ и μ одновременно отрицательны. Отрицательное значение показателя преломления ($n < 0$) означает, что в таких материалах направления распространения фазы (волнового вектора k) и энергии (вектор Пойнтинга S) противоположны. Однако, аналогичные результаты можно получить и в немагнитной среде с пространственной дисперсией.

Рассмотрим двухкомпонентную немагнитную среду ($\mu=1$), одна из компонент которой – сплошная среда с показателем преломления n_2 , занимающая долю единицы объема v_2 . В этой среде равномерно помещены частицы с показателем преломления n_1 , представляющие собой цилиндры с высотой h и радиусом основания r . Доля единицы объема, занимаемая этими частицами v_1 . Полагаем также, что $n_1 \gg n_2$ и верно соотношение (1).

$$\begin{cases} v_1 + v_2 = 1 \\ v_1, v_2 > 0 \end{cases} \quad (1)$$

Тогда, исходя из уравнений Максвелла, дисперсионное уравнение такой среды будет иметь вид

$$\left\{ k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \left[v_2 \epsilon_2(\omega) e^{i(k-k_2)h} + v_1 \left[\epsilon_2(\omega) \alpha \rho \left(1 - \frac{\tau \tau' e^{i(k-k_2-2k_1)h}}{1 - \rho'^2 e^{-i2k_1 h}} \right) + \epsilon_1 \left(\frac{\tau \tau' e^{i(k-k_1)h}}{1 - \rho'^2 e^{-i2k_1 h}} \right) \right] \right] \right\} E_0 e^{i(\omega t - kz)} + K.C. = 0, \quad (2)$$

где τ, ρ – амплитудные коэффициенты френелевского пропускания и отражения при переходе из среды 2 в среду 1 и τ', ρ' – из 1 в 2 соответственно. Параметр α , присутствующий в (2) и зависящий от соотношения между радиусом r и высотой h цилиндра, показателей преломления сред 1 и 2, ответственный за вклад в

суммарное поле, отраженной от цилиндра и дифрагированной волны в плоскости выходного торца цилиндра, оказывает незначительное влияние на поведение кривой, следовательно, им можно пренебречь.

Уравнение (2) позволяет получить систему уравнений относительно двух переменных: искомого волнового вектора k и относительного объема среды v_l , занятого частицами. Решение этой системы уравнений, при выполнении (1), представляет собой набор кривых квазипериодического характера, как по частоте, так и по волновому вектору, и имеет множество корней, при заданной частоте. На *рис.1* представлен фрагмент решения уравнения (2), соответствующий ветви, для которой справедливо соотношение (1), при значениях параметра $\beta=n_2/n_1=0,3$ (n_1 и n_2 полагаем не зависящими от частоты). Значение показателя преломления такой среды определяется равенством $n(\omega,k)=(Y/X)n_1$.

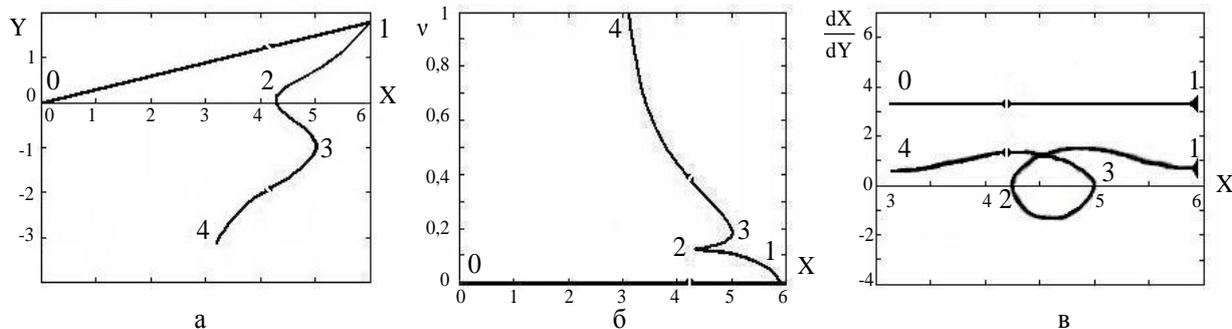


рис.1 Графики зависимости волнового вектора $Y=kh=n(\omega,k)h(\omega/c)$ (а), объема v (б), групповой скорости $dX/dY=(k_x/k)/(kh)=n_l/n(\omega,k)$ (в), от частоты $X=k_1h=n_1h(\omega/c)$, при выполнении условий (1)

На графиках (*рис.1*) можно выделить 4 области, лежащие между характерными точками 0, 1, 2, 3, и 4.

Область 0-1 соответствует тривиальному случаю, при котором v_l равен нулю и среда имеет показатель преломления n_2 .

В области 1-2 показатель преломления среды с ростом частоты возрастает от 0 до значения равного n_2 в точке 2, что соответствует плавному уменьшению v_l до нуля. Дальнейшее увеличение частоты приводит к тому, что относительный объем становится отрицательным, и результат теряет физический смысл. Среда, в этой области, остается средой с положительной дисперсией, при которой направление распространения фазы и энергии совпадают.

Область, лежащая между точками 2 и 3, не соответствует рассматриваемой модели, в которой было изначально задано направление потока энергии, совпадающим с положительным направлением оси Z . Поскольку групповая скорость в этой области отрицательна ($v_g=d\omega/dk<0$), то направление потока энергии совпадает с отрицательным направлением оси, что противоречит начальному положению модели.

Нас интересует область кривой (*рис.1*), начиная от точки 3 и ниже ее по частоте, характеризующаяся отрицательными значениями волнового вектора ($k<0$) и показателя преломления ($n(\omega,k)<0$) при положительной групповой скорости ($v_g=d\omega/dk>0$), что соответствует среде с отрицательным показателем преломления (negative-index materials (NIM)). В этой области ($|n_2|<|n(\omega,k)|<|n_1|$) относительный объем (*рис.1 б*) соответствует соотношению (1), и групповая скорость близка к нулю в точке 3.

Из представленных графиков (*рис.1*) видно, что имеется точка разрыва, которая говорит о достаточно грубом приближении нашей модели.

Приведенные в работе соображения показывают, что существует возможность создания прозрачного материала с отрицательным показателем преломления в широкой области частот, как в радиочастотном, так и в оптическом диапазоне, на основе композитной среды с пространственной дисперсией.

Список публикаций:

[1] Slabko V.V. // *Transparent metamaterials with a negative refractive index determined by spatial dispersion*. 2008. <http://arxiv.org/abs/0804.4048v1>

Измерение коэффициентов корреляции среднего объемного значения размера частиц цементного аэрозоля

Бабаева Анна Михайловна

Кубанский государственный технологический университет

Новороссийский политехнический институт

Чертый Павел Валикович

rebetenok_05@mail.ru

Тонкость помола определяется путем просеивания цемента через сито с сеткой №008 (размер ячеек в свету 0,008x0,008 мм). Приемка и проверка сетки должна производиться по ГОСТ 3584-53 «Сетки проволочные тканые с квадратными ячейками высокой точности».

Сетка должна устанавливаться в цилиндрической обойме диаметром 10-15 см без искривлений, слабины и волнистости.

При просеивании навески цемента весом 50 г, предварительно высушенного в сушильном шкафу в течении одного часа при температуре 105-110⁰С, помещают на сито, вставленное в поддон; производят просеивание, встряхивание его в наклонном положении и постепенно поворачивая на полный оборот вокруг вертикальной оси.

Лаборант отбирает пробу цемента, приносит в лабораторию и просеивает через сито тем самым определяя тонкость помола по[1]. Этот процесс занимает время. Кроме того расходуется значительное время на отбор проб цемента и их транспортировку в лабораторию. Между результатом анализа и отбором проб проходит значительное время (1-1,5 ч), следовательно мы можем только констатировать качество уже изготовленного цемента и не можем оперативно управлять процессом помола. Для решения этой проблемы в работе «Контроль дисперсности минеральных веществ в реальном времени при их механической активности» [2] предлагается определять средний размер частиц с помощью лазерно-оптических методов.

Поэтому нашей целью является оценить какую степень информативности имеет среднее объемное значение $d(0,5)$, для того, чтобы по известному среднему значению оценивать содержание различных фракций.

Проанализировав около 120 проб цемента различных производителей и партий с помощью лазерного дифракционного гранулометра. Патентованная система трех лазеров обеспечивает точность, широкий диапазон измерений и воспроизводимость результатов анализа. Система лазерного анализа соответствует международным стандартам лазерного измерения размеров частиц и сертифицирована в соответствии с ISO 13320-1. На рисунке представлены точки абсцисса которых является средним размером частиц, а ордината доля фракций от 0 до 5 мкм. Для этой фракции наблюдается наибольшая корреляция со средним диаметром частиц $R(0\sim 5)=0,883$ (рисунок 1).

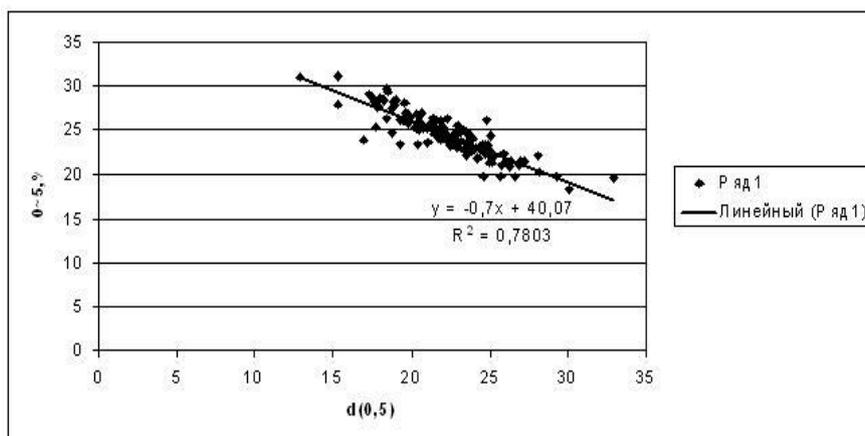


рис. 1. Зависимость среднего размера частиц от доли фракции.

Хорошая корреляция (около 0,9) наблюдается у крупно и мелкодисперсных фракциях. А для средних фракций коэффициент корреляции ниже. Информация о мелкодисперсной и крупнодисперсной фракции является наиболее важной для оценки тонкости помола[1]. Результаты полученные в настоящей работе показывают возможность прогнозирования содержания мелкодисперсной и крупнодисперсной фракции по известному значению среднего диаметра размера цементных частиц.

Таким образом, корреляционный анализ спектров размеров частиц более чем 100 образцов цемента показал возможность с высоким коэффициентом корреляции восстанавливать долю мелкодисперсной и

крупнодисперсной фракции. Следовательно возможность измерять лазерно-оптическими методами средний размер частиц при унимодальном законе распределения позволяет оценивать с достаточной точностью тонкость помола в реальном времени.

Список публикаций:

[1] ГОСТ 310.2-76 «Методы определения тонкости помола»

[2] Чартий П. В., Чартий Р. П., В. Г. Шеманин В. Г. Контроль дисперсности минеральных веществ в реальном времени при их механической активации. Труды СПбГТУ №507. 2008 С.298

Конформации лаурдана и их проявление в спектрах флуоресценции

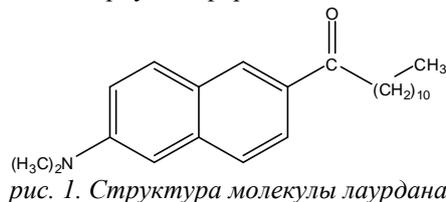
Балакина Татьяна Юрьевна

Томский государственный университет

Жаркова Оксана Михайловна, к.ф.-м.н., Морозова Юлия Петровна, к.ф.-м.н.

balakina_2@mail.ru

Флуоресцентные зонды со сложными многофункциональными свойствами широко используются для изучения физико-химических свойств растворителей, поверхностей различной физической природы, больших биологических молекул, мембран, клеток [1–4]. В связи с этим перспективным объектом исследования является молекула лаурдана (6-додеканоил-2-диметиламин нафталин) (рис. 1). Молекулы лаурдана могут целенаправленно внедряться в конкретные места сложных органических структур и через спектральные и другие характеристики свечения давать обширную информацию о динамических свойствах окружения.



Данная молекула является производной нафталина и обладает очень длинной углеводородной цепочкой, что позволяет ей избирательно располагаться в различных негомогенных структурах. Лаурдан обладает структурной нежесткостью [3, 5], и, следовательно, возможные конформации зонда должны определять структуру спектра. Нами было показано [5], что для лаурдана присутствуют повороты диметиламиногруппы на углы до 60° и деформации ароматического кольца.

Целью данной работы является исследование проявлений различных конформаций лаурдана в спектрах поглощения и флуоресценции.

Электронные спектры поглощения молекулы регистрировались с помощью двухлучевого спектрофотометра Cary 5000. Спектры флуоресценции регистрировались на установке СДЛ 2, в основе которой лежит метод счёта фотонов. Используемые растворители: изооктан, тритон X-100, вода, бинарные смеси (тритон X-100 + вода).

Оптимизация геометрии молекулы проводилась методом молекулярной механики MM2 (расширенная и модифицированная версия силового поля MM2). Имитация молекулярных движений молекулы исследовалась методом молекулярной динамики (пакет программ Chem. office 10.0). Квантово-химические расчёты лаурдана выполнялись, используя пакет программ, воспроизведённый на основе метода ЧПДП (частичное пренебрежение дифференциальным перекрытием) со спектроскопической параметризацией.

В работе [1] исследовались спектры флуоресценции лаурдана в глицерине. При длине волны возбуждения 380 нм при комнатной температуре наблюдалась двухполосная флуоресценция (430, 460 нм). При повышении температуры до 370 К, коротковолновая полоса, соответствующая 430 нм не наблюдалась.

В спектре флуоресценции лаурдана в смеси тритона X-100 с водой при длине волны возбуждения 360 нм (рис. 2) наблюдаются три полосы, соответствующие 430, 475 и 520 нм. При увеличении длины волны возбуждения до 380 нм, заметен рост интенсивности, а затем её уменьшение (рис. 2).

При длине волны возбуждения 400 нм перегиб в области 430 нм, существенно уменьшается.

Учитывая данные работы [1], можно заметить, что полоса в области 430 нм принадлежит плоской конформации лаурдана, а в области 475 нм соответствует структуре молекулы с поворотом диметиламиногруппы. Полоса, соответствующая 520 нм, вероятно, принадлежит комплексу лаурдана с водой.

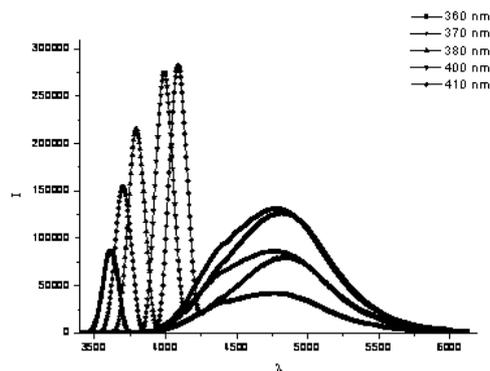


рис. 2. Спектры флуоресценции молекулы лаурдана в смеси тритон X-100 + вода при разных длинах волн возбуждения

Анализ расчетных данных, полученных для геометрии основного состояния молекулы лаурдана показал, что спектр поглощения в инертном растворителе соответствует аддитивному спектру молекулы лаурдана для плоской структуры молекулы и с учетом поворотов диметиламиногруппы. Полоса в области 260 – 270 нм, проявляющаяся в данном спектре, соответствует геометрии молекулы с поворотом диметиламиногруппы на 60°.

Расчет геометрии возбужденного состояния лаурдана (плоская структура) показал хорошее согласие со спектром флуоресценции молекулы в неполярном растворителе. Максимум флуоресценции при этом соответствовал 390 нм. С учетом полярности растворителя и межмолекулярных взаимодействий полоса смещается в сторону больших длин волн на 40 нм. Это подтверждает принадлежность полосы, соответствующей 430 нм, к плоской геометрической структуре лаурдана.

Список публикаций:

- [1] Брозис М., Козыра К.А., Томин В.И., Хелдт Ю., Журн. прикл. спект., **69**, 412–414 (2002).
- [2] Брозис М., Томин В.И., Журн. прикл. спект., **70**, 589–591 (2003).
- [3] Parusel A.B.J., Schamschule R. and Kohler G., J. Mol. Structure (Theoch.), **544**, 253–261 (2001).
- [4] Козыра К.А., Heldt J.R., Engelke M., Diehl H.A., Spectrochimica Acta. A., **61**, 1153–1161, (2005).
- [5] Морозова Ю.П., Жаркова О.М., Балакина Т.Ю., Артюхов В.Я., Журн. прикл. спект., (2009) (в печати).

Колебательная структура вибронных спектров многоатомных соединений

Барчук Алексей Андреевич

Кузбасская государственная педагогическая академия

Артемова Лилия Константиновна, к.ф.-м.н.

alex_student@inbox.ru

Электронные спектры относятся к числу фундаментальных характеристик молекул, а поэтому любые изменения в строении молекул приводят к изменению вида спектра, распределения интенсивности в электронно-колебательных спектрах, формы полос (линий).

Вибронное взаимодействие может влиять на структуру спектра двояким образом. Во-первых, изменение электронного состояния может привести к смещению равновесных положений ядер и изменению силовой матрицы молекулы (Франк-Кондоновский механизм взаимодействия, FC-взаимодействие). Второй механизм проявляется в зависимости электронных волновых функций от координат ядер, в результате чего момент электронного перехода как бы модулируется колебаниями ядер (Герцберг-Теллеровский механизм взаимодействия, HT-взаимодействие).

Анализ формы контура вибронных полос спектров осуществляется путем вычисления параметров

$$a = \frac{(J/J_0 - 1)^{1/2}}{\Delta\nu} \text{ - параметр кривой Лоренца;} \quad (1)$$

$$b = \frac{2,3 \lg(J/J_0)}{\Delta\nu} \text{ - параметр кривой Гаусса.} \quad (2)$$

Эти параметры вычисляются из экспериментальных значений интенсивности на разных расстояниях от частоты, соответствующей максимуму. Постоянство или изменение этих параметров позволяет судить о форме контура полос, полученных экспериментально.

Спектры многоатомных молекул становятся гораздо более информативными при использовании метода Шпольского. Раствор исследуемого вещества (обычно низкой концентрации) замораживается при 77 К или 4,2 К, в результате чего образуется поликристаллическая или стеклообразная матрица. Спектр такого образца представляет собой серию достаточно узких полос.

В работе изучалось распределение интенсивности в прогрессии частоты колебания С=О - группы в спектрах поглощения и излучения антрацена и бензофенона в толуоле при 77 К и контуры полос. В качестве растворителя выбран толуол в силу того, что он может находиться в двух модификациях: стеклообразном состоянии и поликристаллическом.

Спектры излучения и поглощения исследуемых соединений представлены полосами, ширина которых около 300 см^{-1} . В спектрах отчетливо виден чистоэлектронный переход (0-0 - переход) и три члена прогрессии колебания карбонильной (С=О) группы. При этом следует отметить, что вид спектров существенно меняется при замене растворителя (от поликристаллического толуола к стеклообразному). Эти изменения связаны с увеличением ширины полос, изменением их контура и распределением интенсивности в спектре.

В ходе работы были получены следующие результаты:

1. Анализ экспериментально полученных интенсивностей различных членов прогрессии колебания С=О - группы бензофенона в спектре фосфоресценции показал, что интенсивности несколько различаются для стеклообразного и поликристаллического толуола. Эти различия позволяют предположить, что спектральные изменения для данной молекулы связаны с изменением ее конфигурации под действием кристаллического поля растворителя.
2. Установлено, что распределение интенсивности в спектре фосфоресценции бензофенона в поликристаллическом толуоле можно описать в рамках приближения FC-взаимодействия с учетом изменения частоты колебания карбонильной группы. Для антрацена спектр фосфоресценции в поликристаллическом толуоле аналогичен бензофенону с той лишь разницей, что значения интенсивностей отличны от соответствующих значений интенсивностей для бензофенона.
3. Исследование распределения интенсивности в прогрессии частоты С=О - группы в спектрах фосфоресценции антрацена и бензофенона в стеклообразном толуоле показало, что оно не нашло описания в рамках FC-взаимодействия даже с учетом изменения частоты колебания карбонильной группы.
4. Форма контура полос спектра поглощения бензофенона в поликристаллическом толуоле близка к гауссовой.
5. Исследование формы контура полос спектра фосфоресценции бензофенона и антрацена в поликристаллическом толуоле показало, что они также близки к гауссовой.
6. В стеклообразном толуоле форму контура полос фосфоресценции бензофенона и антрацена нельзя описать ни кривой Гаусса, ни кривой Лоренца.

Исследование оптического пропускания германия

Воронович Дмитрий Юрьевич

Тверской государственный университет

Каплунов Иван Александрович, д.т.н.

dimas14-19@mail.ru

Германий находит широкое применение в качестве оптического материала: монокристаллы и поликристаллы германия используют для изготовления оптических элементов ряда устройств тепловизионной техники [1, 2]. Это обусловлено рядом его ценных свойств германия: относительно высокой механической и лучевой прочностью, негигроскопичностью, сравнительной легкостью обработки, малым коэффициентом поглощения в диапазоне 2-15 мкм и т.д.

В германии коэффициент поглощения, обусловленный свободными носителями, может быть изменен путем введения примесей с соответствующим типом проводимости. Легирование примесью n-типа проводимости до определенного уровня позволяет оптимизировать оптическое пропускание германия.

Поглощение, обусловленное свободными носителями, может иметь место по всей области прозрачности и проявляться в виде широкого не имеющего резко выраженных особенностей спектра, описываемого выражением (1):

$$A_H(\lambda)P + A_E(\lambda)N \propto \lambda^x \quad (1)$$

где x может изменяться от 1 до 4 в зависимости от материала.

Оптическое пропускание исследовали у образцов германия:

1. легированный сурьмой монокристалл (уд.электросопротивление 11 Ом·см; концентрация электрически активных примесей $1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$);
2. легированный сурьмой монокристалл (уд.электросопротивление 1 Ом·см; концентрация электрически активных примесей $1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$);
3. чистый монокристалл (уд.электросопротивление 55-65 Ом·см; концентрация электрически активных примесей $(3 \div 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$);
4. легированный галлием монокристалл (уд.электросопротивление 16 Ом·см; концентрация электрически активных примесей $2,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

На *Рис.1* представлена расчетная зависимость коэффициентов ослабления от длины волны для исследуемых образцов:

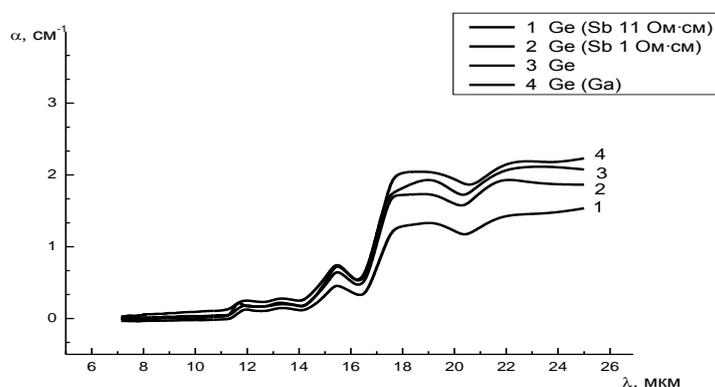


рис. 1. Зависимость коэффициента ослабления кристаллов германия от длины волны

На *Рис.2* представлена зависимость коэффициента ослабления от длины волны в логарифмических координатах:

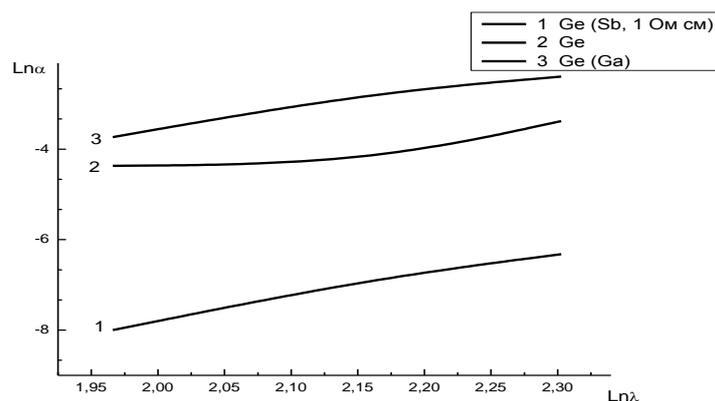


рис.2. Зависимость коэффициента ослабления кристаллов германия от длины волны

На основании этой зависимости было получено значение показателя степенного коэффициента длины волны, равного 1,1 – 2,9, что соответствует известным данным.

Показано, что максимальным оптическим пропусканием обладают монокристаллы германия, легированные примесью n-типа проводимости (сурьмой) с определенным удельным сопротивлением. Нелегированные монокристаллы, монокристаллы p-типа проводимости (с примесью – галлием) имеют более высокие коэффициенты поглощения.

В работе анализировалось влияние вида и концентрации на длинноволновую (фононную) составляющую часть спектра. Спектр пропускания характеризуется в спектральном диапазоне 10 - 23 мкм наличием нескольких хорошо выраженных минимумов.

Список публикаций:

[1] Уханов Ю.И. *Оптические свойства полупроводников*. М.: Наука, 1977. 368 С.

[2] Криксунов Л.З. *Справочник по основам инфракрасной техники*. М.: Советское радио, 1978. 400 С.

Повышение энергетического выхода механолюминесцентного датчика давления

Гоцев Алексей Александрович

Иванов Алексей Геннадьевич, Семин Владимир Николаевич

Владимирский государственный университет

Макарова Наталья Юрьевна, к.т.н.

holta87@mail.ru

Под механическим воздействием механолюминесцентный датчик начинает генерировать излучение $R(t)$ при переходе чувствительного элемента в состояние пластической деформации. $R(t)$ - энергетическая светимость датчика - световой поток, приведенный к единице площади. Механолюминесцентное излучение является следствием взаимодействия движущихся электрически заряженных дислокаций с центрами свечения люминофора. С микроскопической точки зрения пластическое деформирование характеризуется движением дислокаций. Механические свойства кристаллического тела зависят от числа дислокаций и, особенно, от способности их к смещению и размножению. Повышение светоотдачи датчика достигается формированием требуемой дислокационной структуры механолюминесцентного кристаллического вещества.

Изменение во внутренней структуре кристалла в процессе пластической деформации влияют на его поведение двумя способами. Во-первых, возрастает общая плотность дислокаций в результате процесса их генерации. Во-вторых, более частое протекание взаимодействий дислокаций обуславливает уменьшение их подвижности.

Зависимость между общей плотностью дислокаций и плотностью подвижных дислокаций описывается формулой, предложенной Гилманом

$$N_{mD} = N_{tD} \exp(-N_{tD}/N_{tkp})$$

где N_{tkp} - критическая величина общей плотности дислокаций; N_{tD} - общая плотность дислокаций; N_{mD} - плотность подвижных дислокаций

Значительное влияние на интенсивность свечения датчика оказывает значение начальной плотности дислокаций. На рис. 1 приведена зависимость максимума энергетической светимости датчика с механолюминофором, дислокационная структура которого характеризуется отношением N_{tD}/N_{tkr} .

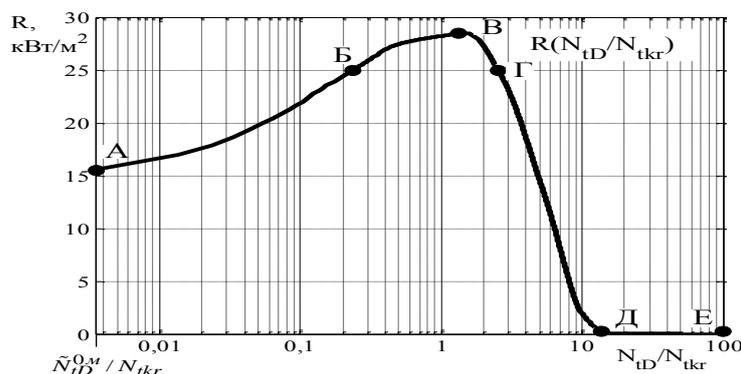


рис. 1.

Выяснено, что наибольшей светоотдачей обладает механолюминофор, у которого общая плотность дислокаций оказывается примерно равной критическому значению $0,5 < N_{tD}/N_{tkr} < 2$. Это состояние люминофора характеризуется наибольшей плотностью подвижных дислокаций N_{mD} .

Механолюминофор, дислокационная структура которого характеризуется соотношением $2 < N_{tD}/N_{tkr} < 15$ (участок ГД на рис. 1), указывает на спад светоотдачи чувствительного элемента с каждым последующим

нагрузением. Это связано с уменьшением плотности подвижных дислокаций. Повышение светоотдачи такого люминофора связано с уменьшением общей плотности дислокаций.

Промышленно выпускаемые люминофоры имеют дислокационную структуру, характеризующуюся соотношением $N_{\text{д}}/N_{\text{кр}}$, указанным точкой Д на рис. 1. Участок ДЕ, где $N_{\text{д}}/N_{\text{кр}} > 15$, характеризуется низкой светоотдачей, обусловленной низким значением плотности подвижных дислокаций кристаллов люминофора. Для увеличения энергетической светимости таких люминофоров необходимо уменьшать общую плотность дислокаций. Так, снижение общей плотности дислокаций на 50 % (относительно величины общей плотности дислокаций промышленно выпускаемого люминофора ЭЛС-580С - $1,5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$) увеличивает КПД чувствительного элемента в 6 раз, а светимость почти в 15 раз. Таким образом, применение механолюминофоров, имеющих общую плотность дислокаций хотя бы на 10...20% меньше, чем исходное значение у промышленных люминофоров, позволит значительно повысить КПД механолюминесцентного преобразования датчика.

Физическая интерпретация влияния этих параметров состоит в повышении или понижении пластических свойств кристаллов путем изменения их дислокационной структуры. Управлять дислокационной структурой можно за счет применения порошков монокристаллов, специальных технологий выращивания кристаллов, а также дополнительной термообработки порошковых люминофоров.

Расчет длин волн лазерного зондирования воздушных потоков реального цементного аэрозоля

Гринько Илья Александрович

Кубанский государственный технологический университет

Новороссийский политехнический институт

Чертый Павел Валикович к.ф.-м.н.

iliahouse@yandex.ru

При производстве цемента образуются аэродисперсные потоки, из которых при прохождении через несколько ступеней пылеулавливающего оборудования удаляется основная доля аэрозольных частиц. На последней стадии очистки стоит рукавный фильтр, он является самой важной ступенью очистки. Если предыдущие стадии очистки частично выйдут из строя, то рукавный фильтр уловит большую часть выбросов т. к. накопленный сплошной слой пыли сам становится «вторичной» фильтрующей средой и залповый выброс будет значительно ослаблен. Именно состояние рукавного фильтра в наибольшей степени отвечает за выброс аэрозоля в атмосферу, что ведет к сверхнормативному загрязнению окружающей среды и потерям готового продукта. Для своевременного обнаружения неисправностей фильтра необходимо контролировать массовую концентрацию аэрозольных частиц в режиме реального времени.

Известно, что в случае унимодального спектра размеров частиц, подобрав специальным образом две длины волны лазерного излучения, можно измерять концентрацию и средний объемный размер частиц [1]. Поэтому, для решения возможности применения этого метода измерения массовой концентрации и среднего размера цементных частиц в потоке, необходимо знать какой вид имеет спектр размеров частиц и в каких пределах он может варьироваться. В работе [2] рассмотрено применение этого метода для потоков цементного аэрозоля. Однако в этих работах не было учтено в каких пределах может варьироваться средний размер частиц. Поэтому целью настоящей работы является оценить пределы возможного варьирования средних размеров цементных частиц на входе и выходе рукавного фильтра, расчета необходимых длин волн излучения и выбрать типы и режимы работы лазеров.

Для этого с помощью лазерного дифракционного измерителя гранулометрического состава порошков Mastersizer 2000 аэрозолей были получены спектры размеров частиц готового цемента для более 100 образцов готового цемента разных партий и производителей. При этом один из образцов цемента был отобран параллельно с отбором цементного аэрозоля, уловленного в циклоне и рукавном фильтре, являющихся соответственно первой и второй ступенями пылеулавливающего оборудования. Выполнены измерения спектров размеров частиц в каждом случае и на основании балансовых соотношений выполнено численное моделирование спектров размеров цементных частиц на входе и выходе рукавного фильтра.

При зондировании двумя длинами волн и по разности сигналов зондировать средние размеры частиц. Для этого были оценены вариации средних значений размеров частиц для всех образцов аэрозольных частиц в готовом цементе. По восстановленным спектрам размеров частиц в потоке и измеренным спектрам размеров уловленных частиц были рассчитаны передаточные функции аэродинамической классификации частиц циклона и рукавного фильтра, показывающие преобразование спектра размеров частиц при прохождении

потока через циклон и рукавный фильтр. Это позволило преобразовать спектры размеров частиц готового цемента и восстановить соответствующие спектры размеров частиц на входе и выходе пылеулавливающего оборудования. На основании полученных спектров размеров были рассчитаны средние объемные размеры частиц и выполнена их статистическая обработка. Затем рассчитали диапазон возможных вариаций среднего объемного размера на входе и выходе циклона и рукавного фильтра по критерию 3 сигма.

(1)

(2)

где $\langle \delta \rangle$ – среднее арифметическое значение размеров частиц, $\langle S_\delta \rangle$ – среднее квадратичное отклонение, N – число образцов (измерений), δ_i – размер частиц i образца.

Это позволило рассчитать минимальные и максимальные длины волн лазерного зондирования. Рассчитали 3 сигма (3).

$$\langle \delta \rangle - 3 \cdot \langle S_\delta \rangle < \delta < \langle \delta \rangle + 3 \cdot \langle S_\delta \rangle \quad (3)$$

(4)

где m – комплексный показатель преломления материала частиц. δ_{\max} , δ_{\min} – максимальные и минимальные средние размеры частиц соответственно, которые могут быть в потоке. λ_{\max} , λ_{\min} – максимальные и минимальные длины волн соответственно.

На основании наших данных мы получили, что минимальные и максимальные средние размеры частиц на входе и выходе рукавного фильтра составляют $\delta_{\min}=1,364$ мкм, $\delta_{\max}=3,430$ мкм и $\delta_{\min}=0,651$ мкм, $\delta_{\max}=0,211$ мкм соответственно. Затем нами были рассчитаны по формулам (4) соответствующие минимальные и максимальные длины волн. Получено $\lambda_{\min}=2,800$ мкм, $\lambda_{\max}=1,113$ мкм и $\lambda_{\min}=0,531$ мкм, $\lambda_{\max}=0,211$ мкм на входе в рукавный фильтр и на его выходе.

Это позволило нам выбирать лазер на гранате с неодимом (первая гармоника) с длиной волны 1064 нм, максимальная длина волны равна 2,800 мкм, мы выбираем гелий-неоновый (первая гармоника) с длиной волны 3,39 мкм. На выходе из рукавного фильтра минимальная длина волны 0,211 мкм, у нас нет возможности выбрать данную длину волны, минимально возможная длина волны это гранат с неодимом (четвертая гармоника) 0,266 мкм. Мы находим для данной волны размер частиц которые мы сможем фиксировать по формуле (6), размеры частиц равны 0,326 мкм. Далее мы вычислили с какой вероятностью мы сможем дистанционно зондировать воздушные потоки реального цементного аэрозоля. С вероятностью 0,974 мы обеспечиваем контроль среднего размера частиц цементного аэрозоля на выходе рукавного фильтра и только в 2,6% случаев мы не сможем этого делать, что нас вполне удовлетворяет. Максимальная длина волны на выходе из рукавного фильтра 0,531 мкм, мы выбираем гранат с неодимом (вторая гармоника) с длиной волны 532 нм.

Таким образом, показано, что лазерное зондирование аэродисперсного потока цементного аэрозоля при выбросе его после рукавного фильтра в атмосферу на двух длинах волн методом спектральной прозрачности позволяет измерять средние размеры частиц на входе и выходе. Это, в свою очередь, обеспечивает дистанционный контроль и в случае возникновения отказов рукавного фильтра мы будем дистанционно контролировать размеры частиц пропускаемые рукавным фильтром.

Список публикаций:

- [1] Архипов В. А., Ахмадеев И. Р., Бондарчук С. С., Ворожцов Б. И., Павленко А. А., Потапов М. Г. // "Оптика атмосферы и океана". Модифицированный метод спектральной прозрачности измерения дисперсности аэрозолей. 2007 №1 (20) С.48.
 [2] Чартий П. В., Чартий Р. П., В. Г. Шеманин В. Г. Контроль дисперсности минеральных веществ в реальном времени при их механической активации. Труды СПбГТУ №507. 2008 С.298

Дифференциально-рефлектометрический метод опроса брэгговских датчиков с гибридным спектрально-временным разделением измерительных каналов

Дышлюк Антон Владимирович

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН

Витрик Олег Борисович, д.ф.-м.н.

anton_dys@iacp.dvo.ru

Ранее авторами данной работы были предложены рефлектометрические методы детектирования сигналов от волоконных брэгговских решеток (ВБР), основанные на временном, а также совмещенном спектрально-временном разделении измерительных каналов [1, 2]. Основным недостатком разработанных подходов явилась зависимость регистрируемых сигналов от мощности зондирующих импульсов, генерируемых рефлектометром, вследствие чего измерительная система была подвержена амплитудным помехам из-за флуктуаций интенсивности источника излучения, потерь направляемого излучения в подводящих световодах и пр. В данной работе предлагается рефлектометрический метод опроса брэгговских датчиков на основе дифференциальной регистрации сигналов от ВБР, что позволяет устранить указанный недостаток.

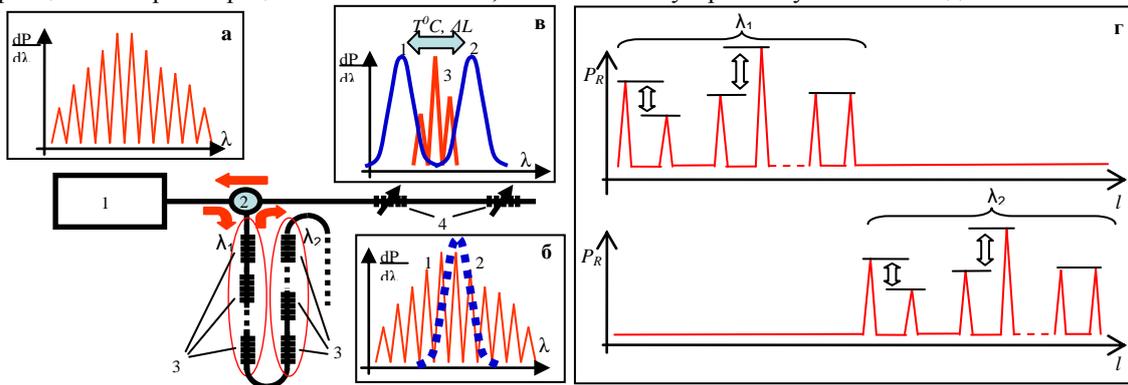


рис.1 Схема дифференциальной регистрации сигналов от ВБР: 1 – волоконно-оптический рефлектометр, 2 – волоконный циркулятор, 3 – опрашиваемые ВБР, 4 – перестраиваемые опорные ВБР. На вставках: а – схематическое изображение спектра исходного зондирующего импульса; б – отражение зондирующего импульса от опрашиваемой ВБР: 1 – спектр зондирующего импульса, 2 – спектр отражения ВБР; в – формирование дифференциального оптического сигнала: 1, 2 – спектры отражения опорных ВБР, 3 – спектр зондирующего импульса после отражения от опрашиваемой ВБР; г – схематическое изображение рефлектограммы при настройке опорных ВБР на группу опрашиваемых брэгговских решеток с резонансной длиной волны λ_1 и λ_2 .

Предлагаемый метод иллюстрируется рис. 1. Зондирующие импульсы, генерируемые рефлектометром 1 (рис. 1, а), через волоконный циркулятор 2 поступают в линию с опрашиваемыми ВБР, которые записаны с некоторым пространственным интервалом (~ 20 м) группами с одинаковой резонансной длиной волны для каждой группы. Когда зондирующий импульс достигает первой из опрашиваемых ВБР, формируется отраженный оптический сигнал в спектральной полосе, соответствующей спектру отражения брэгговской решетки (рис. 1, б), который через циркулятор 2 поступает в линию с двумя перестраиваемыми опорными ВБР. Резонансные длины волн (РДВ) опорных ВБР λ_{01} и λ_{02} предварительно настраиваются таким образом, чтобы исходная резонансная длина волны опрашиваемых ВБР первой группы λ_1 находилась точно между ними (рис. 1, с). При этом спектральный промежуток между РДВ опорных ВБР выбирается равным диапазону возможных изменений резонансной длины волны опрашиваемых ВБР вследствие регистрируемых механических напряжений и/или температуры. Поскольку опорные брэгговские решетки записываются с некоторым пространственным интервалом (~ 10 м), они формируют два отраженных оптических импульса, мощность которых определяется интегралом перекрытия между спектром зондирующего импульса, отраженного от опрашиваемой ВБР $S(\lambda, \Delta\lambda)$, и спектром отражения соответствующей опорной ВБР $R_1(\lambda)$ или $R_2(\lambda)$:

$$P_{R1}(\Delta\lambda) = \int_0^{\infty} S(\lambda, \Delta\lambda) R_1(\lambda) d\lambda \quad P_{R2}(\Delta\lambda) = \int_0^{\infty} S(\lambda, \Delta\lambda) R_2(\lambda) d\lambda$$

где $\Delta\lambda = 2n_{\text{eff}}\Lambda_{\text{mod}}(\alpha_1\varepsilon + \alpha_2\Delta T)$ - сдвиг резонансной длины волны брэгговской решетки в зависимости от температуры (T) и механического напряжения (ε), α_1 , α_2 – коэффициенты определяемые свойствами материала ВС, n_{eff} – эффективный показатель преломления волоконного световода, Λ_{mod} – глубина модуляции показателя преломления в ВБР.

Далее указанные оптические импульсы через циркулятор поступают на рефлектометр, где отображаются на рефлектограмме в виде двух пиков отражения, амплитуда которых пропорциональна P_{R1} и P_{R2} и изменяется в соответствии с $\Delta\lambda$. Через некоторую временную задержку, определяемую расстоянием между опрашиваемыми ВБР, на опорные брэгговские решетки поступает оптический импульс, отраженный от второй опрашиваемой ВБР в группе, и на рефлектограмме формируются еще два пика отражения и т.д. В общей сложности на рефлектограмме будет отображено $2N$ пиков, где N - количество опрашиваемых ВБР в группе. Чтобы опросить следующую группу ВБР с исходной РДВ λ_2 опорные брэгговские решетки перестраиваются так, чтобы $|\lambda_{01} - \lambda_2| = |\lambda_{02} - \lambda_2|$, при этом полученная рефлектограмма будет содержать пики отражения, соответствующие ВБР во второй группе (рис. 1, d). Таким образом, измеряя отношение P_{R1}/P_{R2} с помощью рефлектометра, становится возможным определить $\Delta\lambda$, следовательно, механическое напряжение и температуру опрашиваемых ВБР. При этом, поскольку P_{R1}/P_{R2} не зависит от мощности зондирующих импульсов, обеспечивается полная невосприимчивость измерительной системы к неконтролируемым амплитудным помехам вследствие флуктуаций мощности источника излучения, потерь мощности направляемого излучения в подводящих световодах и пр.

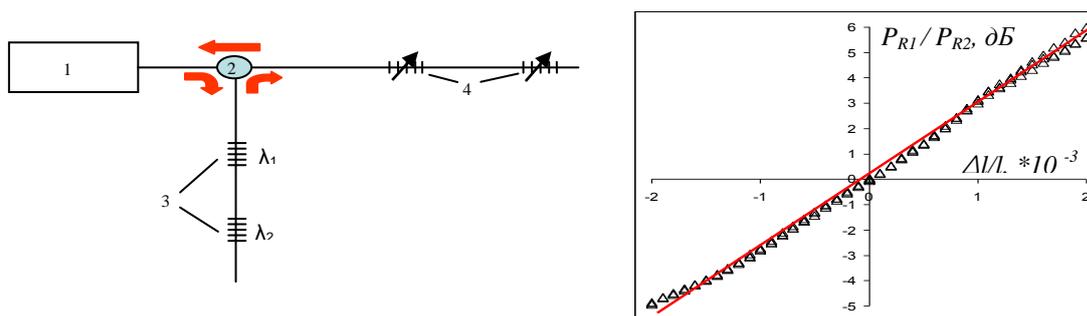


рис.1. а - схема экспериментальной установки: 1 – волоконно-оптический рефлектометр, 2 – волоконный циркулятор, 3 – опрашиваемые ВБР, 4 – опорные ВБР; б – зависимость регистрируемого сигнала от относительного удлинения опрашиваемой ВБР.

На рис. 2 приведена схема экспериментальной установки (а) и результаты измерения P_{R1}/P_{R2} в зависимости от относительного удлинения опрашиваемой ВБР (б). Экспериментально достигнута пороговая чувствительность $\sim 50 \cdot 10^{-6}$. Максимальное количество ВБР, мультиплексируемых в рамках предложенного подхода, оценивается в несколько сотен и более, что значительно превышает требования большинства практических приложений.

Список публикаций:

- [1] Yu. N. Kulchin, et al. // *Laser Physics*. Vol. 17. No. 11. 2007. pp. 1335-1339.
 [2] Yu. N. Kulchin, et al. // *Laser Physics*. Vol. 18. No. 11. 2008. pp. 1301-1304.

Аномально большое сверхтонкое расщепление в мюоном водороде

Карабутина Ангелина Михайловна
 Сибирский федеральный университет
 Геллер Юрий Исаевич, д.ф.-м.н.
gellka@inbox.ru

В мюонных атомах роль электрона выполняет μ -мезон, масса которого в 207 раз превосходит массу электрона. В силу этого энергия уровней μ -мезоатома в (m_μ/m_e) раз больше, чем электронных, поэтому частоты переходов в μ -мезоатоме лежат в рентгеновской области спектра. Энергетический спектр мезоатома водорода имеет ряд существенных расхождений со спектром «обычного» водорода. Во-первых, близость орбиты μ -мезона к ядру приводит к зависимости энергии и ширины уровней от размеров и формы ядра. Во-вторых, основную роль в радиационном смещении μ -мезоатома играет поляризация электрон-позитронного вакуума. Поляризация вакуума изменяет электростатический потенциал ядра на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона ($\hbar/m_e c \approx 10^{-11}$ см) независимо от массы частицы, вращающейся вокруг ядра. А большую часть времени мюон находится именно в этой области.

Мезоатомы отличаются от атома водорода приведенной массой. Так как массы мезонов в несколько сот раз больше массы электронов, то и масштаб энергий и частот увеличивается в несколько сот раз. Вместо разностей энергий порядка эВ получаются разности энергий порядка тысяч эВ: им соответствуют переходы в области мягких рентгеновских лучей, которые удается наблюдать.

Из-за наличия у мюона спина уровень энергии расщепляется на две компоненты, $j=1+1/2$ и $j=1-1/2$. Это расщепление носит название «тонкого» или мультиплетного расщепления.

$$E_{fs} = E\left(2P_{3/2}\right) - E\left(2P_{1/2}\right) = \frac{1}{32} \frac{\mu^3}{m_\mu^2} \alpha^4 \left(1 + 2a_\mu + (1 + a_\mu) \frac{2m_\mu}{m_p}\right) \frac{\langle L\sigma_\mu \rangle}{3} = 8.347 \text{ meV} \quad (1)$$

Поправка, вызванная поляризацией вакуума:

$$E_{fs} = E\left(2P_{3/2}\right) - E\left(2P_{1/2}\right) = \frac{1}{32} \frac{\mu^3}{m_\mu^2} \alpha^4 \left(1 + 2a_\mu + (1 + a_\mu) \frac{2m_\mu}{m_p}\right) \frac{\langle L\sigma_\mu \rangle}{3} 0.0006 = 0.005 \text{ meV} \quad (2)$$

$$F_{fs} = 8.352 \text{ meV} \quad (3)$$

Сверхтонкая структура возникает в результате взаимодействия ядерного магнитного момента с магнитным полем, которое создается в области ядра спинами и орбитальным движением мюона.

$$E_{hfs}(2S) = \frac{1}{3} \alpha^4 \frac{\mu^3}{m_\mu m_p} (1 + \kappa)(1 + a_\mu) = 22.832 \text{ meV} \quad (4)$$

Эффект поляризации вакуума рассчитывается:

$$\delta E_{hfs}(2S) = \frac{1}{3} \alpha^4 \frac{\mu^3}{m_\mu m_p} (1 + \kappa) 0.0025 = 0.058 \text{ meV} \quad (5)$$

Поправка, связанная со структурой ядра:

$$\delta E_{hfs}(2S) = -\frac{1}{3} \frac{\alpha^5 \mu^3}{\pi n^3} \delta_{Io} \frac{\langle \sigma_\mu \sigma_p \rangle}{4} 6.893 \text{ } 96 \text{ meV}^{-2} = -0.145 \text{ meV} \quad (6)$$

$$E_{hfs}(2S) = 22.745(15) \text{ meV} \quad (7)$$

Кроме основных отличий от спектра «обычного» водорода (вклада в энергию уровня 2S конечного размера ядра, различных квантовоэлектродинамических поправок, а также изменение масштаба энергий) было отмечено существенное различие в тонкой и сверхтонкой структуре. Из-за различных массовых зависимостей сверхтонкая структура мезоатома водорода оказалась толще тонкой структуры, тогда как в атоме водорода тонкая структура превышает сверхтонкую структуру в три порядка.

Одной из актуальных проблем в области квантовой электроники является создание лазеров в очень коротковолновом диапазоне. Главная трудность следует из-за быстрого спонтанного излучательного распада верхнего лазерного уровня. Подход, который позволяет преодолеть эту проблему – лазерная техника на антистоксовом комбинационном рассеянии, которая использует метастабильный уровень хранения в пределах схемы возбуждения. Нелинейный процесс третьего порядка, каким является вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), в принципе позволяет с высокой эффективностью преобразовывать частоту лазерного излучения. Однако для осуществления этого метода необходима среда, в которой:

- осуществляется схема с тремя уровнями.
- возможно достижение инверсии населенности метастабильного уровня относительно более низко расположенного уровня.
- достаточно велика сила осциллятора коротковолнового перехода, чтобы обеспечить усиление $\alpha L \approx 20-30$, где α – показатель усиления, L – длина усиливающей среды.
- коротковолновый переход сочетается со смежным переходом в оптическом или инфракрасном диапазоне.
- В связи с этим предоставляется интерес рассмотреть в качестве перспективных сред мезоатомы.

Список публикаций:

- [1] Геллер Ю.И., Михайлов М.И., Проворов А.С., Препринт № 440 Ф, Красноярск-1987., с.36
 [2] Кириллов-Угрюмов В.Г., Никитин Ю.П., Сергеев Ф.М. Атомы и мезоны. -М.:Атомиздат, 1980
 [3] Вайсенберг А.О. Мю-мезон. – М.:Наука, 1964
 [4] Ludewigt K., Dierking R., Pflingsten W., and Wellegehausen B. IEEE journal of quum electronics, vol. qe-32, n 10, October 1986
 [5] Max-Plank-nstitut fur Quantenoptik, 85748 Garching, Germany

Моделирование дифракции световых пучков при лазерном сканировании фоторефрактивных материалов с пространственной модуляцией показателя преломления

Ким Татьяна Леонидовна

Кемеровский государственный университет

Севостьянов Олег Геннадьевич, к.ф.-м.н.

tanyakim@list.ru

Методы конфокальной оптической спектроскопии в последние годы все чаще применяются в научных исследованиях, в связи с широким внедрением прецизионных оптико-механических систем в практику оптического приборостроения. Например, фактически, аппаратным стандартом в исследованиях свойств наноматериалов, можно считать метод спектроскопии комбинационного рассеяния света высокого пространственного разрешения (*micro-Raman spectroscopy* – в англоязычной литературе); известен метод конфокальной нелинейной спектроскопии (т.н., *Z-scan technique*); рутинным расширением оптической микроскопии стала методика автоматического конфокального зондирования микрообъектов; и т.д.

В нашей работе задача заключалась в обработке выходных данных лазерного *Z-scan* спектрометра с восстановлением динамической карты показателя преломления материала и моделировании профиля волнового фронта светового пучка на выходе оптической волноводной системы, имеющей нестационарную пространственную модуляцию комплексного показателя преломления. Период подобной структуры мог быть определен в широком интервале от половины до нескольких десятков длин волн тестирующего пучка. Строгое решение трехмерной дифракционной задачи не является тривиальным даже в общем случае линейных стационарных систем. В нашем варианте проблема осложнялась необходимостью учета эволюции глубины модуляции показателя преломления структуры при лазерном тест-сканировании. Как известно, математическое описание подобных режимов дифракции может приводить к необходимости анализа нелинейного уравнения Шредингера в заданных граничных условиях и специфическим солитонным решениям для исследуемых динамических дискретных систем [1]. В основу расчета 3D-профиля интенсивности светового пучка и пространственного распределения напряженности электрического поля в создаваемых массивах динамических фоторефрактивных волноводов, был взят модифицированный метод BPM (*Beam Propagation Method*), вытекающий из теории связанных мод Когельника, и разработанный нами для среды Mathlab 7.

Рассчитаны профили волнового фронта моно- и полихроматических тест-пучков на выходе аппаратно задаваемой “*Z-scan*”-спектрометром фоторефрактивной дискретной системы, в зависимости от времени и интенсивности записывающего и считывающего лазерного излучения для отрицательного фоторефрактивного кристалла, в условиях с фиксированной и изменяемой точками ввода светового луча. Для проверки достоверности получаемых результатов математического моделирования, на первом этапе работы предполагалось, что светоиндуцированная структура существует *a-priori* (записана заранее с параметрами, определяемыми свойствами монокристаллического субстрата), имеет квазистационарный характер и изменение показателей преломления и поглощения при лазерном считывании - мало. Подобные режимы можно получить экспериментально, например, в кристаллах LiNbO_3 в результате фоторефрактивной записи элементарной решетки показателя преломления, в сочетании с высоко- или низкотемпературной термической фиксацией. Подтверждено, что сканирование подобной системы, имеющей период много больше длины волны, в конфокальной методике с широкоапертурными пучками должно демонстрировать лишь предсказуемое перераспределение интенсивности света в выходной плоскости, хорошо описываемое стандартной дифракционной моделью для периодических систем с низким коэффициентом связи между элементами массива. Включение нелинейного отклика среды в виде нестационарного уменьшения действительного показателя преломления или/и роста коэффициента экстинкции приводит к появлению квазисолитонных переходных режимов дифракции, параметры которых определяются соотношением и диапазоном изменения частей комплексного показателя преломления.

В результате нами было выполнено моделирование дифракции лазерного тест-пучка с использованием метода BPM в предварительно записанных с помощью установки “*Z-scan*” двумерных волноводных, и трехмерных объемных, периодических и аperiodических “точечных” фоторефрактивных массивах, подобных структурам фотонных кристаллов с расстоянием между компонентами, в несколько длин волн для записывающего/считывающего света. Показано, что вводимый в систему динамический характер элементов таких сверхструктур (что экспериментально реализовано нами в схеме точечной ортогональной лазерной подсветки для планарных волноводов), при правильном выборе условий записи/считывания позволяет получить полностью оптический вентиль, потенциально пригодный для использования в составе активных интегрально-оптических схем нового поколения.

Список публикаций:

[1] Kivshar Yu.S. and Agrawal G.P., *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals, Academic, New York – Amsterdam, 2003.*

Математическая модель кинетики замедленной флуоресценции

Колосов Дмитрий Александрович

Ставропольский государственный университет

Солодунов Виктор Васильевич

Dmitry_Kolosov@mail.ru

Обычно спектр замедленной флуоресценции (ЗФ) совпадает со спектром обычной флуоресценции, а её затухание неэкспоненциально. Причины этого к настоящему времени не выяснены. Существующие модели кинетики аннигиляционной ЗФ описывают кинетику затухания лишь на определенных её стадиях. На наш взгляд это связано с тем, что имеющиеся модели включают в себя и те пары, молекул которые не участвуют в ЗФ. В работе предлагается модель, учитывающая только те молекулы, которые участвуют в ЗФ.

Пусть ЗФ обусловлена аннигиляцией локализованных триплетных возбуждений в изолированных парах. В этом случае интенсивность ЗФ I_{df} пропорциональна числу пар N триплетно-возбужденных молекул. Поэтому при рассмотрении кинетики ЗФ необходимо установить закон изменения N со временем.

После прекращения возбуждения убыль триплетно-возбужденных пар может происходить двумя способами – как непосредственно за счет процесса триплет-триплетной аннигиляции, так и за счет внутримолекулярной дезактивации триплетного возбуждения хотя бы одной из молекул, входящих в пару. Следовательно, для скорости изменения числа пар можно записать:

$$\frac{dN}{dt} = -k_{ann}N - 2k_{tr}N \quad (1)$$

где k_{tr} - константа скорости внутримолекулярной дезактивации триплетных возбуждений, которая связана со временем жизни молекул в триплетном состоянии τ_{tr} в отсутствие аннигиляции соотношением $\tau_{tr} = 1/k_{tr}$. Наличие коэффициента «2» во втором слагаемом обусловлено тем, что в процессе внутримолекулярной дезактивации может участвовать как одна, так и другая молекулы из пары, а эти процессы являются независимыми.

В результате решения кинетического уравнения (1), имеем

$$N = N_0 \exp[-(k_{ann} + 2k_{tr})t], \quad (2)$$

Поэтому затухание замедленной флуоресценции в этом случае происходит по такому же закону

$$I_{df} = I_0 \exp[-(k_{ann} + 2k_{tr})t], \quad (3)$$

Здесь N_0 и I_0 – соответственно число пар и интенсивность в начале регистрации.

Если $k_{ann} \gg k_{tr}$, то при таком соотношении указанных величин $\tau_{df} = 1/k_{ann}$ определяется в основном константой скорости триплет-триплетной аннигиляции и имеет наименьшее значение из всех рассмотренных случаев.

Приведенные рассуждения справедливы в том случае, если k_{ann} является одинаковой величиной для всех пар. Однако, k_{ann} зависит как от расстояния между молекулами в паре, так и от их взаимной ориентации. В реальных системах существует статистический разброс как по расстояниям, так и по ориентации молекул. Это приводит к статистическому разбросу k_{ann} , следствием чего характер кинетики замедленной флуоресценции должен быть многоэкспоненциальным.

С учетом этого, закон затухания элементарного светового потока можно записать в виде

$$dI(t) = I_0 f(\alpha) \exp(-\alpha t) d\alpha, \quad (4)$$

Здесь $\alpha = k_{ann} + 2k_{tr}$; $f(\alpha)$ - функция распределения молекул по величине α , обусловленная статистическим разбросом по k_{ann} .

Поскольку $f(\alpha)$ имеет смысл плотности вероятности, то она нормирована на единицу

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} f(\alpha) d\alpha = 1, \quad (5)$$

где α_1 и α_2 - границы сегмента, на котором функция $f(\alpha)$ отлична от нуля.

Поскольку $f(\alpha)$ имеет точные грани на сегменте $[\alpha_1, \alpha_2]$ и интегрируема на нем, а функция $\varphi(\alpha) = \exp(-\alpha t)$ не изменяет знак на этом сегменте и также интегрируема на нем, то на основании первой формулы среднего значения в обобщенном виде можно записать

$$\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} f(\alpha) \exp(-\alpha t) d\alpha = f(\alpha_{эфф}) \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \exp(-\alpha t) d\alpha, \quad (6)$$

где $\alpha_{эфф}$ - некоторое число на данном сегменте.

Исходя из (5) можно записать

$$f(\alpha_{эфф}) = \frac{1}{\alpha_2 - \alpha_1}, \quad (7)$$

С учетом (7), после интегрирования (6), получим закон затухания

$$I(t) = \frac{I_0}{(\alpha_2 - \alpha_1)t} [\exp(-\alpha_1 t) - \exp(-\alpha_2 t)], \quad (8)$$

где τ_{tr} - время жизни молекул в триплетном состоянии в отсутствие аннигиляции.

В пределе, когда константа скорости аннигиляции триплетных возбуждений намного меньше константы скорости внутримолекулярной дезактивации $\alpha_2 \rightarrow \alpha_1$. При этом выражение (8) представляет неопределенность 0/0, после раскрытия которой по правилу Лопиталья получаем экспоненциальный закон затухания замедленной флуоресценции

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{2t}{\tau_{tr}}\right), \quad (9)$$

со временем затухания $\tau_{df} = \tau_{tr} / 2$, что подтверждает справедливость формулы (8).

Таким образом, затухание аннигиляционной ЗФ должно происходить по закону, описываемому выражением (8).

Фотолиз пленок индия и оксида молибдена (VI)

Куваева Маргарита Александровна

Сухорукова Алена Айратовна

Кемеровский государственный университет

Суровой Эдуард Павлович, д.х.н.

mar54852201@yandex.ru

MoO₃ используется для получения молибдена, его сплавов, многих других соединений молибдена, применяется как составная часть керамических глин, глазурей, эмалей, красителей. Его используют в качестве катализатора в органическом синтезе, при переработке нефти (крекинг, гидроочистка, риформинг), он добавляется в качестве присадки к моторным маслам. Устройства на основе оксида молибдена (VI) могут быть рекомендованы к использованию в качестве электрохромных и фотохромных дисплеев, электрохромных зеркал или светоперераспределяющих фильтров, сенсоров для контроля содержания газов в атмосфере. Основными регулирующими (регистрирующими) элементами в этих устройствах являются тонкие слои (пленки) оксида молибдена (VI). Наиболее широко индий и его соединения (например, нитрид InN, фосфид InP, антимонид InSb) применяют в полупроводниковой технике. Индий служит для различных антикоррозионных покрытий (в т. ч. подшипниковых). Индиевые покрытия обладают высокой отражательной способностью, что используется для изготовления зеркал и рефлекторов. Промышленное значение имеют некоторые сплавы индия, в том числе легкоплавкие сплавы, припой для склеивания стекла с металлом и другие. К тому же, индий - легирующая добавка к полупроводниковым германию и кремнию; герметизирующий материал в вакуумных приборах и космических аппаратах; материал для соединения пьезоэлектрических кристаллов. Выделенные области применения индия и триоксида молибдена в настоящее время являются приоритетными направлениями в современной науке. Поэтому исследование оптических свойств наноразмерных пленок индия и оксида молибдена (VI) представляет собой интерес для исследователей различного профиля.

В настоящей работе представлены результаты исследований, направленные на выяснение природы и закономерностей процессов, протекающих в наноразмерных слоях In и MoO₃ различной толщины до и после светового воздействия. Выяснение закономерностей процессов, протекающих в различных материалах под действием света, стимулируется стремлением к разработке методов и средств использования излучения солнечного диапазона и более рациональной утилизации подведенной энергии.

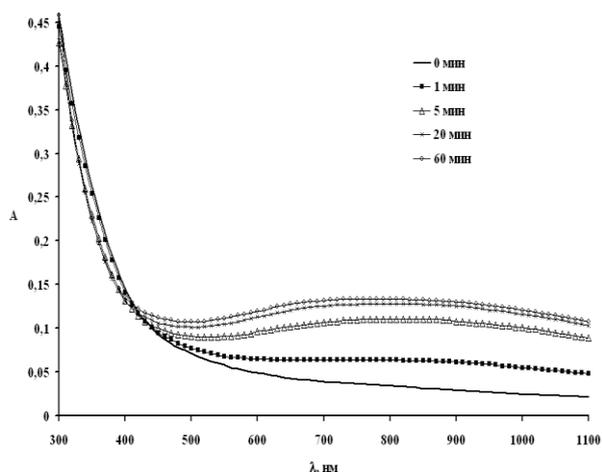


рис.1 Спектры поглощения пленки триоксида молибдена толщиной $d=53$ нм

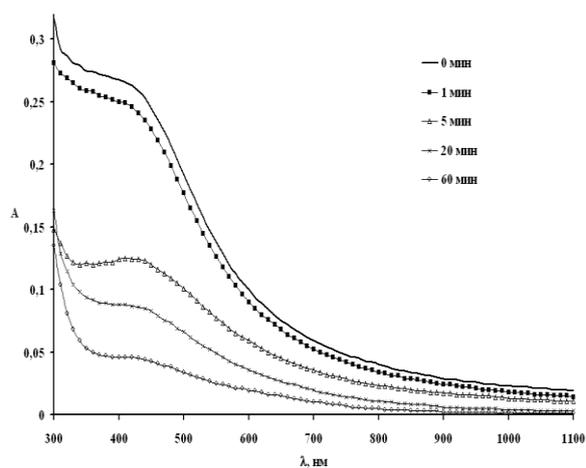


рис.2 Спектры поглощения пленки индия толщиной $d=29$ нм

Пленки In и MoO_3 получали методом термического испарения в вакууме порошков индия и триоксида молибдена и осаждения на стеклянные подложки, используя «ВУП-5М». Толщину пленок определяли спектрофотометрическим и гравиметрическим методами. Облучение проводили полным световым потоком лампы ДРТ-220 (расстояние от источника облучения до образца $r=10$ см). Спектры поглощения образцов до и после светового воздействия регистрировали на спектрофотометре «Shimadzu UV-1700» в диапазоне 190-1100 нм.

В результате исследования оптических свойств наноразмерных слоев MoO_3 до и после световой обработки было установлено, что спектры поглощения в значительной степени зависят от толщины анализируемых пленок. На спектрах поглощения слоев MoO_3 разной толщины в диапазоне $d=53\dots133$ нм до световой обработки можно выделить две спектральные области поглощения – коротковолновую $\lambda < 400$ нм и длинноволновую $\lambda > 400$ нм.

При облучении на спектрах поглощения слоев MoO_3 толщиной $d=53$ нм заметно уменьшение оптической плотности (ОП) образцов в интервале $\lambda=330\dots400$ нм с минимумом $\lambda=350$ нм ($[(V_a)^{++} e^-]$ -центр 1), что приводит к смещению края полосы поглощения в коротковолновую область спектра, и увеличение ОП в интервале $\lambda=400\dots1100$ нм с максимумом $\lambda=800$ нм ($[e (V_a)^{++}]$ -центр 2) (рис.1). Аналогичные изменения в спектрах поглощения наблюдаются для наноразмерных слоев MoO_3 толщиной $d=53\dots133$ нм. Также можно отметить смещение минимума поглощения в длинноволновую область по мере увеличения толщины пленки MoO_3 . По мере увеличения времени облучения степень превращения слоев MoO_3 (рассчитанная по изменению ОП в полосе поглощения центра 2) возрастает. При уменьшении толщины слоев MoO_3 (при постоянном времени облучения) степень превращения - возрастает.

При исследовании оптических свойств наноразмерных слоев In до и после световой обработки отметили зависимость спектров поглощения от толщины слоев. Для спектров поглощения пленок In различной толщины до облучения в диапазоне $\lambda=350-700$ нм наблюдается широкая полоса поглощения с максимумом $\lambda_{\text{max}}=450$ нм, которая смещается по мере уменьшения толщины пленки в коротковолновую область с максимумом $\lambda_{\text{max}}=400$ нм.

В процессе световой обработки спектры поглощения претерпевают значительные изменения. На спектрах поглощения наноразмерных слоев In толщиной 29 нм наблюдается уменьшение ОП по мере увеличения времени облучения. Представленное на рис.2 изменение ОП характерно для слоев индия толщиной $d=20\dots51$ нм. Также отметили появление нового спектра поглощения, край полосы поглощения которого составляет $\lambda=350$ нм. Предположительно новый спектр поглощения соответствует оксиду индия (III) In_2O_3 . В результате анализа кинетических кривых степени превращения установлено, что по мере увеличения толщины пленок индия скорость окисления пленок уменьшается. Для слоя индия толщиной $d=20$ нм степень превращения металла в оксид близка к 1.

Аналитическая модель импульсной многопучковой записи голографических фотонных структур в поглощающих фотополимерных композитах

Миргород Вячеслав Геннадьевич

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Шарангович Сергей Николаевич, к.ф.-м.н.

shr@svch.rk.tusur.ru

Исследование процессов формирования фотонных структур (ФС) в фотополимерных композиционных материалах (ФПКМ) на основе композиции полимерной и инертной компоненты (ЖК, наночастицы и т.д.) представляется важным в связи с большим потенциалом применения в технологии связи и хранении информации. Большинство работ, посвященных исследованию трехмерных ФС в ФПКМ, являются экспериментальными. Теоретическая модель голографического формирования двумерных ФС в ФПКМ представлена в [1] при последовательной двухпучковой записи непрерывным излучением. Импульсная запись одномерных амплитудно-неоднородных ФС с учетом фотоиндуцированных эффектов в ФПКМ рассмотрена в [2]. Голографическое формирование трехмерных ФС в поглощающих ФПКМ с учетом взаимовлияния наложенных структур теоретически исследовалась в [3] для режима непрерывной записи.

Целью данной работы является обобщение моделей [1-3] на многопучковую импульсную запись трехмерных голографических ФС в поглощающих ФПКМ с учетом оптического поглощения и пространственно-неоднородного характера диффузионных процессов.

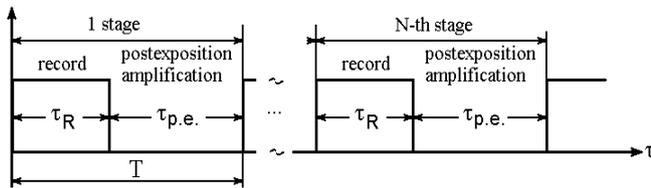


рис.1 Временная диаграмма импульсной записи

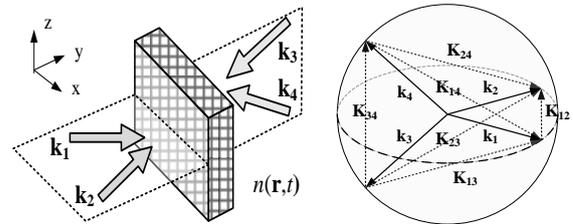


рис.2 Векторная диаграмма и геометрия записи

Физически формирование фотонной структуры в поглощающих ФПКМ при импульсной многопучковой записи (рис.1) происходит за счет фотополимеризационного и диффузионного механизмов в период записи (τ_R) и за счет диффузионного механизма в темный период ($\tau_{p.e.}$), характеризующий процессы постэкспозиционного усиления.

Аналитически процесс голографического формирования ФС в ФПКМ можно описать с помощью кинетических уравнений записи, представленных в [1]. В общем случае решения данных уравнений для произвольной многопучковой геометрии записи (рис.2) вследствие нелинейности процесса формирования ФС представляются совокупностью наложенных неоднородных дифракционных решеток пропускающего и отражающего типов. Каждая из них представлена в виде суммы пространственных гармоник.

Результирующее пространственное распределение показателя преломления ФС имеет вид

$$n(\tau, \mathbf{r}) = n_0(\tau, \mathbf{r}) + \sum_i \sum_j \sum_h n_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) \cos(h\mathbf{K}_{ij} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где $i=1..N-1$; $j=i+1..N$; $h=1..H$; N, H – количество записываемых пучков и учитываемых пространственных гармоник $n_{ij}^h(\tau, \mathbf{r})$, каждая из которых складывается из амплитуд полимерной и инертной компонент $n_{ij}^h = n_{ij}^{p,h} + n_{ij}^{i,h}$.

В работе получены матричные системы уравнений связанных гармоник для светового и темного периода записи. Их решения относительно амплитуд гармоник для темного и светового периодов импульса имеют вид

$$n_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) = \begin{cases} n_{ij}^h(\tau_0, \mathbf{r}) - \delta n_p 2 \sum_{l=0}^Q b_{v,l}(\mathbf{r}) \sum_{p=0}^Q L_{l,p}(\tau, \mathbf{r}) - \delta n_i 2c_{v,v} \frac{D_i}{D_m} \sum_{p=0}^Q L_{l,p}(\tau, \mathbf{r}), & \text{и} \delta \tau_0 \leq \tau < \tau_0 + \tau_R \\ n_{ij}^h(\tau_0 + \tau_R, \mathbf{r}) + \delta n_i / M_n \cdot [M_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) - M_{ij}^h(\tau_0 + \tau_R, \mathbf{r})] & \text{и} \delta \tau_0 + \tau_R \leq \tau < \tau_0 + \tau_R + \tau_{p.e.} \end{cases}, \quad (2)$$

где $a_i(\tau, \mathbf{r})$ являются компонентами матрицы $\mathbf{A}(\tau, \mathbf{r})$, характеризующей состав материала и внешние условия записи, $v=v(i, j, h) = (h-1)G + (2N-i-i^2-i)/2 + (j-i)$, $L_{j,p} = f_{j,p} \cdot \{1 - \exp[\lambda_p(\tau, \mathbf{r}) \cdot (\tau - sT_p)]\} / \lambda_p(\tau, \mathbf{r})$, λ_p – собственные числа матрицы \mathbf{A} , коэффициенты $f_{j,p}$ находятся из той же матрицы, с учетом начальных условий для амплитуд гармоник, как решения систем линейных алгебраических уравнений, а M_{ij}^h – амплитуды гармоник мономера, определяемые следующим образом:

$$M_0(\tau, \mathbf{r}) = \frac{1}{d} \int_0^d M_0(\tau_0 + \tau_R, x, z') \Phi(\tau, \mathbf{r}, z') dz', \quad M_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) = M_{ij}^h(\tau_0 + \tau_R, \mathbf{r}) \exp \left[- \int_{\tau_0 + \tau_R}^{\tau} \exp \left(-s \left(1 - M_0(\tau', \mathbf{r}) / M_n \right) \right) d\tau' \right],$$

где $M_0(\tau=0) = M_n$, где M_n – начальная концентрация мономера, τ_0 – время начала очередного импульса, d – толщина ФПКМ, s – параметр фотоиндуцированного изменения коэффициента диффузии, $\delta n_p, \delta n_i$ – вклад полимерной и инертной компонент ФПКМ,

$$\Phi(\tau, x, y, y') = 1 + 2 \sum_{j=1}^{\infty} \exp \left[-b_m(\tau_0 + \tau_R, x) \left(\frac{j\pi}{d} \right)^2 (\tau - \tau_0 - \tau_R) \right] \cos \left[\frac{j\pi}{d} y' \right] \cos \left[\frac{j\pi}{d} y \right],$$

$\tau_0 = T_m^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} T^i$ – момент времени начала N -го импульса.

Таким образом, решения (1) и (2) определяют динамику развития пространственных профилей гармоник полимерной и инертной наложенных решеток при импульсной многопучковой голографической записи дифракционных структур и являются математической основой для исследования и оптимизации процесса формирования сложных фотонных структур в поглощающих ФПКМ.

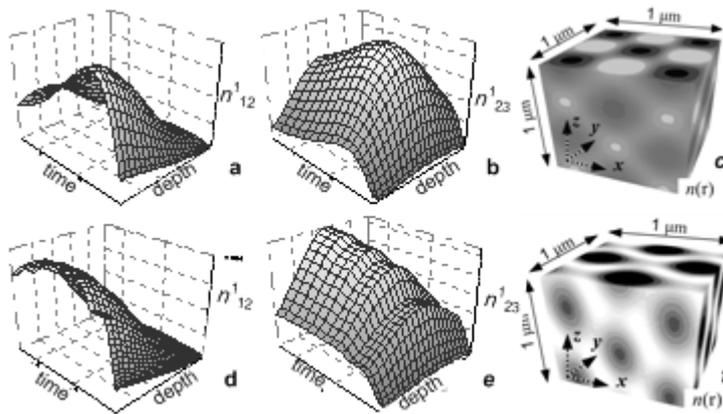


рис.3 Кинетики пространственных профилей гармоник и показателя преломления ФС

Результаты численного моделирования кинетик пространственных профилей первых гармоник $n_{ij}^1(\tau, \mathbf{r})$ решеток пропускающего (a,d), отражательной (b,e) типов и показателя преломления ФС $n(\mathbf{r})$ (c,f) при непрерывной (a,b,c) и импульсной (d,e,f) записи представлены на рис.3. Следует отметить, что при импульсном режиме записи происходит дополнительное выравнивание амплитуд гармоник вследствие процессов их постэкспозиционного самоусиления, обусловленных взаимодиффузией компонент ФПКМ.

Представленная работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 гг.».

Список публикаций:

- [1] Довольнов Е. А., Шарангович С. Н. // *Оптика и спектроскопия*, 2008, **105** (2), 336-345.
- [2] Довольнов Е. А., Устюжанин С. В., Шарангович С. Н. // *Известия вузов. Физика*, 2007, **50** (1), 58-65.
- [3] Миргород В. Г., Шарангович С. Н. // *Известия вузов. Физика*, 2008, **51** (9/3), 16-166.

Коэффициенты уширения колебательно-вращательных линий озона, индуцированные давлением азота и кислорода

Осипова Анна Сергеевна

Томский государственный университет

Лаврентьева Нина Николаевна, д.ф.-м.н.

osip0802@sibmail.com

Изучение параметров контура спектральных линий, в частности, коэффициентов уширения и сдвига атмосферных молекул позволяет более точно исследовать такие области знания как атмосферная оптика и дистанционное зондирование. К исследуемым молекулам относятся H_2O , C_2H_4 , CO_2 , HNO_3 , O_3 . Интерес к последней молекуле возник довольно давно в связи с его поглощающей способностью вредного для людей ультрафиолетового излучения. За последнее время этот интерес возрос благодаря существованию проблемы

озоновых дыр. Именно инфракрасная область, в которой лежит основное количество колебательно-вращательных линий, наиболее значима при рассмотрении параметров контура спектральных линий. Эта область чрезвычайно населена спектральными линиями. Поэтому экспериментально исследовать колебательно-вращательные линии сложно. Необходимо применять спектрометры высокого разрешения, с разрешающей способностью 0.005 см^{-1} и выше.

Расчет рассматриваемых параметров контура спектральных линий производится с использованием полуэмпирического метода, в основе которого лежит полуклассическая ударная теория уширения. Ключевым моментом полуэмпирической модели является корректировка коэффициентов полуширин и сдвигов на основе использования экспериментальных данных.

В вычислениях учитывались ориентационные, индукционные и дисперсионные взаимодействия. В качестве ориентационной части межмолекулярного взаимодействия использовались слагаемые, дающие главные вклады в уширение спектральных линий. Это диполь-квадрупольные и квадруполь-квадрупольные взаимодействия между дипольным, квадрупольным моментами поглощающей молекулы озона и квадрупольным моментом возмущающих молекул N_2 и O_2 . При расчете коэффициентов уширения, индуцированных давлением, использовалось два набора экспериментальных данных [1, 2]. Это измерения параметров контура O_3 давлением N_2 , O_2 полосы $\nu_1+\nu_3$ группы экспериментаторов из Реймса (Франция).

Предварительно оптимизировав полуэмпирический метод, мы провели расчеты коэффициентов уширения спектральных линий озона полосы $\nu_1+\nu_3$ давлением N_2 для 123 линий и давлением O_2 для 33 линий. Используемые нами экспериментальные данные соответствуют широкому интервалу вращательных квантовых чисел. Для системы молекул $\text{O}_3\text{--N}_2$ верхнее вращательное квантовое число изменяется от 3 до 41, а для системы $\text{O}_3\text{--O}_2$ – от 5 до 30. В связи с этим расчет проводился отдельно для малых, средних и высоких вращательных квантовых чисел. Рис. 1 демонстрирует необходимость такого разбиения. Среднее квадратичное отклонение расчетных данных от экспериментальных для пары сталкивающихся молекул $\text{O}_3\text{--N}_2$ без разделения J на части составляет $6.3245 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{атм}$, тогда как при разбиении – $2.5791 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{атм}$. Кроме того, были проделаны вычисления отдельно для P и R ветвей. Однако разделение на ветви не привело к существенным улучшениям, среднеквадратичное отклонение в этом случае составляет $2.5452 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{атм}$. Сказанное выше относится и к коэффициентам уширения давлением O_2 .

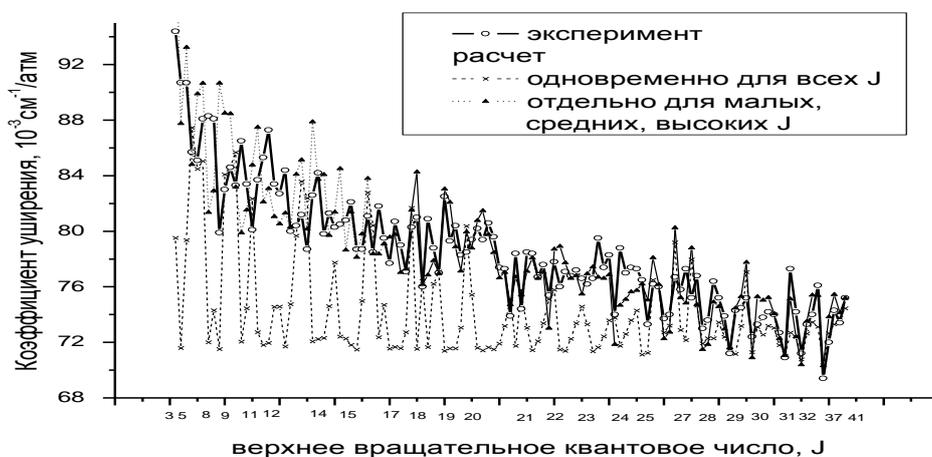


рис. 1. Коэффициенты уширения $\text{O}_3\text{--N}_2$

Полученные расчетные коэффициенты уширения колебательно-вращательных линий озона полосы $\nu_1+\nu_3$ давлением N_2 , O_2 согласуются с экспериментальными значениями в пределах трех процентов.

Список публикаций:

- [1] Bouazza S., Barbe A., Plateaux J. J., Rosenmann L., Hartmann J. M., Camy-Peyret C., Flaud J. M. and Gamache R. R. // *J. Mol. Spectrosc.* 1993. № 157(2). P. 271.
- [2] Barbe A., Regalia L., Plateaux J. J., Von Der Heyden P., Thomas X. // *J. Mol. Spectrosc.* 1996. № 180, P. 175.
- [3] Mishina T.P., Osipova A.S., Buldyreva J., Lavrentieva N.N. // *XV International Symposium "Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric physics": Abstracts. -Tomsk: Institute of Atmospheric Optics SB RAS. 2008. P. 53.*

Функция преобразования механолюминесцентных датчиков давления

Павлов Дмитрий Дмитриевич

Горбунов Никита Владимирович

Евстратов Никита Николаевич

Владимирский государственный университет

Макарова Наталья Юрьевна, к.т.н.

[dimainina@mail.ru](mailto:dima@mainina@mail.ru)

Механолюминесценция как физическое явление обусловлена способностью светящихся веществ (механолюминофоров) трансформировать механический вид энергии в световое излучение. Использование данного явления в преобразовательной технике открывает возможность создания датчиков принципиально нового типа. Однако, в связи со сложностью процессов сопровождающих данное явление, возникает необходимость получения адекватной математической модели данного преобразования.

В зависимости от активатора люминесценция может быть внутрицентральной или рекомбинационной, причем внутрицентральная люминесценция характеризуется высоким энергетическим выходом, а рекомбинационная – длительным послесвечением (внутрицентральная люминесценция рассмотрена на примере соединения ZnS:Mn, рекомбинационная - на примере ZnS:Cu). В обоих случаях световой поток $\Phi(t)$ будет зависеть от скорости возбуждения центров свечения во всем объеме кристалла при его деформации и определяется для внутрицентральной люминесценции - по экспоненциальному закону (1), для рекомбинационной люминесценции – по гиперболическому закону (2):

$$\Phi(t) = \frac{\eta}{\tau_l} \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \int_0^{t_\sigma} \dot{N}_{ЦС}(t) dt, \quad (1)$$

$$\Phi(t) = \beta \eta \left(\int_0^{t_\sigma} \dot{N}_{ЦС}(t) dt \right)^2 / \left(1 + \beta t \int_0^{t_\sigma} \dot{N}_{ЦС}(t) dt \right)^2 \quad (2)$$

где η - энергия кванта света; β – коэффициент рекомбинации; t_σ - длительность возбуждения (ионизации) ЦС импульсом давления $\sigma(t)$; τ_l - время жизни возбужденного состояния; $\dot{N}_{ЦС}(t)$ - скорость возбуждения центров свечения в кристалле.

Скорость возбуждения (ионизации) центров свечения во всем объеме кристалла определяется особенностями механизма возбуждения люминесценции. Механолюминесценция является следствием движения и размножения дислокаций, сопровождающих пластическую деформацию кристаллов. Возбуждение центров свечения в сильных электрических полях движущихся дислокаций происходит за счет туннелирования электронов на неравновесные возбужденные уровни [1].

Вывод излучения из механолюминесцентного чувствительного элемента определяется его микроструктурой и параметрами оптической среды. Структура чувствительного элемента представляет собой плоскопараллельный светорассеивающий слой частиц порошкообразного люминесцентного материала в затвердевшем прозрачном связующем. С учетом конструктивных параметров и внутренней структуры сенсора, величина полного потока излучения, выводимого с площадки чувствительного элемента в оптический канал определяется по формуле

$$\Phi(t) = 0,5 \eta_B k_n \Phi_1(t), \quad (3)$$

где k_n - коэффициент неравномерности свечения монослоев, η_B - максимальная доля мощности излучения, которую можно ввести из чувствительного элемента в волоконный световод, $\Phi_1(t)$ – световой поток монослоя, определяемый по выражениям (1) или (2).

Таким образом, была получена совокупность уравнений, позволяющих определять световой поток люминесценции как функцию времени в зависимости от входного воздействия [2]. Предложенная математическая модель может быть использована при разработке алгоритма обратного преобразования, позволяющего по оптическому сигналу датчика определить параметры входного механического воздействия.

По разработанной модели было проведено математическое моделирование процессов преобразования в механолюминесцентном датчике с чувствительными элементами внутрицентрального и рекомбинационного типа. Для выбранных люминофоров осуществлен расчет всех необходимых параметров и характеристик, входящих в математическую модель преобразования. Был проведен анализ влияния амплитуды и длительности ударного импульса на характер изменения выходного оптического сигнала датчика с чувствительными элементами разного типа. Исследование поведения чувствительного элемента с люминофором внутрицентрального типа показало, что при механическом воздействии полусинусоидальной формы амплитуды 60-360 МПа и

длительностью 60-1500 мкс, генерируется излучение амплитудой 5-60 Вт/м². Исследование рекомбинационного механолюминесцентного датчика показало, что при механическом воздействии полусинусоидальной формы амплитудой 60-360 МПа и длительностью 0,01-0,05 с, генерируется излучение амплитудой 0,5-4 Вт/м², причем увеличение как амплитуды, так и длительности удара приводит к росту амплитуды оптического сигнала. Сравнение световых откликов датчиков разных типов на одинаковое механическое воздействие позволяет сделать вывод о том, что на удары длительностью несколько десятков мкс реагирует люминофор внутрицентрового типа, а на воздействия, длительностью в сотые доли секунды, генерирует механолюминесцентное излучение люминофор рекомбинационного типа. Это обстоятельство приводит к возможности создания чувствительных элементов на основе синтеза люминофоров с разной кинетикой для регистрации механических воздействий различной длительности.

Список публикаций:

- [1] *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках*// Под ред. Ю.А. Осипьяна. М.: Эдиториал УРСС, 2000. 320 с.
[2] Макарова Н. Ю., Таммышевский К. В. // *Инженерная физика*, №1, 2006, с. 50-55.

Возможность компрессии коротких оптических импульсов с фазовой модуляцией в диспергирующей среде

Пасека Ольга Игоревна

Сухоруков Анатолий Петрович, Лобанов Валерий Евгеньевич

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Сухоруков Анатолий Петрович

olgapaseka@gmail.com

Построена теория компрессии предельно коротких оптических импульсов с квадратичной фазовой модуляцией в диспергирующей среде. Сообщаются результаты численного моделирования уравнения для напряженности электрического поля световой волны. Найден условия, при которых импульс сжимается до одного периода осцилляций. Проведены оценки оптимального индекса фазовой модуляции для достижения максимальной компрессии импульса.

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, спектроскопии и диагностике сверхбыстрых процессов, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и других областях [1]. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с ФМ в средах с частотной дисперсией (волокнах, решетках и др.). В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии [2]. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [3]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты [4]. Теория компрессии пикосекундных импульсов развивалась с помощью метода медленно-меняющихся амплитуд (ММА) во втором приближении теории дисперсии [5, 6]. Однако для предельно коротких фемтосекундных импульсов такой метод становится не применимым, так как спектральная ширина импульсов из небольшого числа осцилляций поля сравнима с шириной спектра. Поэтому для описания распространения ПКИ используют или ММА с учетом дисперсии более высоких порядков [5], или метод медленно-меняющегося профиля (ММП) электрического поля импульса [7-9]. Выполнен комплекс численного моделирования уравнения типа КдВ для электрического поля оптической волны при варьировании индекса ФМ и длительности импульса. Найден оптимальное значение индекса, при котором импульс сокращается в диспергирующей среде до одного периода осцилляций поля. Дальнейшему сжатию препятствуют хроматические aberrации, обусловленные дисперсией третьего порядка. Более подробно результаты работы представлены в [10-12].

Нами развита теория компрессии импульса из малого числа осцилляций с квадратичной фазовой модуляцией в рамках метода медленно-меняющегося профиля поля. Численно решено уравнение для электрического поля оптического импульса при варьировании индекса ФМ, числа осцилляций и длительности входного импульса. Найдена оптимальная величина индекса модуляции, при которой возможно сжатие импульса до одного периода осцилляций поля. При превышении оптимальной величины длительность в точке компрессии увеличивается.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028

Список публикаций:

- [1] Херман Й., Вильгельми Б. // Лазеры сверхкоротких световых импульсов. Москва: Мир. 1986.
 [2] Агравал Г. // Нелинейная волоконная оптика, Наука: Москва. 1996.
 [3] Dudley J. M., Coen S. // Optics Express. 2004. V. 12. № 11. P. 2423.
 [4] Tavella F., Nomura Y., et al. // Opt. Lett. 2007. V. 32, № 15. P. 2227.
 [5] Baltuska A., Wie Z., et al. // Opt. Lett. 1997. 22. P. 102.
 [6] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. // Теория волн. Москва: Наука. 1990.
 [7] Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 545.
 [8] Козлов С. А., Сазонов С. В. // ЖЭТФ. 1997. Т. 111. С. 404.
 [9] Дубровская О. В., Сухоруков А. П. // Известия РАН. Серия физическая. 1992. Т. 56. № 12. С. 184.
 [10] Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. // Известия РАН. Серия физическая. 2008. Т. 72. № 12. С. 1725.
 [11] Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. // Сборник статей "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия". Казань: КГУ. 2008. Вып. 12. С. 274.
 [12] Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. // 7 международная научная конференция "Лазерная физика и оптические технологии". 17-19 июня 2008 г. Т. 3. Сборник научных трудов конференции. Нелинейная оптика и спектроскопия. Физика и техника лазеров. г. Минск. С. 221.

Зависимость сдвига фазы излучения от отношения показателей преломления двухкомпонентной среды

Поспелов Геннадий Игоревич

Алаторцев Максим Николаевич, Шамишурин Алексей Валерьевич

Сибирский федеральный университет

Слабков Виталий Васильевич

torn_iff_v@mail.ru

В последние несколько лет бурно развивается новый раздел электродинамики – электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления. Почти 40 лет назад Веселаго рассматривал процессы распространения электромагнитных волн в изотропной среде с одновременно отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости. Им было показано, что в этом случае показатель преломления среды становится отрицательным. Отрицательное значение n также соответствует тому, что в таких материалах направление волнового вектора k и вектора Пойтинга S антипараллельны или что, то же самое, антипараллельны направления фазовой и групповой скоростей. Первые эксперименты в этом направлении были выполнены группой физиков из университета Сан-Диего (США). В этих работах были продемонстрированы необычные электродинамические свойства некоторых композитных материалов.

Однако аналогичные результаты могут быть получены в не магнитной среде, но обладающей пространственно дисперсией. Рассмотрим двухкомпонентную среду с показателем преломления n_1 и n_2 , на которую падает волна E (рис. 1).

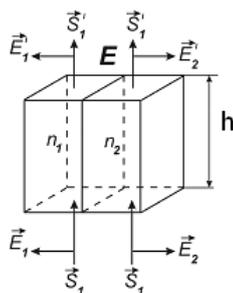


рис. 1. Двухкомпонентная среда

E_1 - поле прошедшее через среду с показателем преломления n_1 , которое в результате суммирования отраженных от входной и выходной грани среды имеет вид функции Эйри (1).

$$E_1 = A_1 e^{i\omega t} \left[\frac{\tau \tau' \exp - ik_1 h}{1 - \rho'^2 \exp - i2k_1 h} \right] + \text{к.с.} \quad (1)$$

где τ, ρ – амплитудные коэффициенты френелевского пропускания и отражения при переходе из среды 2 в среду 1 и τ', ρ' из 1 в 2 соответственно.

E_2 - поле прошедшее расстояние h в среде с показателем преломления n_2 (2).

$$E_2 = A_2 e^{i\omega t} [\exp - ik_2 h] + \text{к.с.} \quad (2)$$

Фаза на входе равна нулю. При прохождении волн расстояния h через среду, волна приобретает фазу отличную от нуля $\varphi_1, \varphi_2 \neq 0$, и направление волнового вектора соответствует направлению уменьшения фазы. Результирующая волна E , при сложении двух волн, будет иметь свою амплитуду и фазу.

$$E = E'_1 + E'_2 = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (3)$$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (4)$$

$$\varphi = \arctg \left[\frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \right] \quad (5)$$

Нас интересует область тех значений, когда фаза суммарной волны на выходе из слоя превышает фазу волны на его входе на величину большую π . Это соответствует тому, что эффективная диэлектрическая и магнитная проницаемости становятся отрицательными. Построим зависимость в программе MatLab (рис. 2а). Из этого же условия, с учетом падающего потока излучения и полей на плоскости, совпадающей с выходным торцом среды, определяем зависимость отношения площадей от отношения показателей преломления двух компонент среды (рис. 2б).

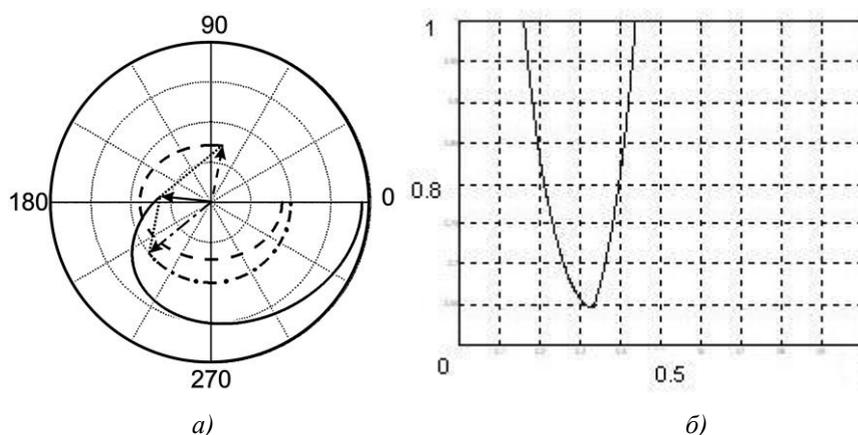


рис.2. Результат компьютерного моделирования: а) зависимость изменения фазы результирующей волны от амплитуд и фаз волн в двухкомпонентной среде; б) зависимость отношения напряженностей(OY) от отношения показателей преломления(OX).

Таким образом, в настоящей работе было проделано следующее:

1. Рассмотрена модель однослойной двухкомпонентной среды, показатели преломления компонент которой n_1 и n_2 ;
2. Найдена зависимость отношения площадей от соотношения показателей преломления двухкомпонентной среды, удовлетворяющей условию сред с отрицательным показателем преломления;
3. По полученным данным возможен подбор немагнитной среды с пространственной дисперсией, в которой возможно проявление эффектов, связанных с отрицательным показателем преломления в определённой области частот.

Список литературы:

- [1] Slabko V. V. // <http://arxiv.org/abs/0804.4048v1>
 [2] Веселаго В. Г. // УФН. 1967. Т. 92, выт. 3

Исследование гомогенных и гетерофазных систем К,Са/NO₃ методами колебательной спектроскопии

Рабаданов Камиль Шахриевич

Алиев Амиль Ризванович

Аналитический центр коллективного пользования Дагестанского научного центра

Гафуров Малик Магомедович, д.ф.-м.н.

Rksh83@mail.ru

Исследования гомогенных и гетерофазных солевых стекол представляют значительный интерес как с точки зрения выявления механизмов переохлаждения и стеклования такого специфического класса ионных жидкостей, которыми являются солевые расплавы, так и в плане расширения возможностей их практического

использования в качестве стеклообразующих ионных проводников. В проведенных ранее исследованиях [1] было показано, что при добавлении в гомогенный нитратный стеклующийся расплав мелкодисперсного порошка Al_2O_3 или CaF_2 электропроводность гетерофазного стекла увеличивается на несколько порядков. Это интересное в прикладном аспекте явление позволяет считать гетерофазные солевые стекла по своим ионопроводящим свойствам близкими к композитным твердым электролитам. Целенаправленный поиск оптимального состава гетерофазных солевых систем, обеспечивающего наиболее высокие характеристики их как композитных твердых электролитов, требует исследования структурно-динамических свойств и детального выявления механизмов ионной подвижности в них. Для достижения успеха на этом пути необходимо иметь соответствующую информацию о структурно-динамических свойствах солевой системы на молекулярном уровне. Такую информацию можно получить, используя методы колебательной спектроскопии.

В настоящей работе мы представляем результаты ИК спектроскопических исследований расплавов и стекол системы $K,Ca/NO_3$. Целью исследования являлось получение более полной информации о структурно-динамических свойствах гомогенных и гетерофазных расплавов и стекол системы $K,Ca/NO_3$ и выявление возможных механизмов ионной подвижности в них.

Измерения ИК спектров проводились на ИК Фурье спектрометре VERTEX 70 («Брукер», Германия), использовалась методика высокотемпературных измерений спектров поглощения, описанная в [2]. Температура образца контролировалась с точностью ± 1 К, разрешающая способность спектрометра составляла 1 см^{-1} . В качестве информационных зондов о процессах, протекающих в солевой системе, использовались контуры ИК полос поглощения, отвечающие внутренним колебаниям аниона NO_3^- .

Изолированный нитрат-ион в соответствии с точечной группой симметрии D_{3h} имеет следующий набор внутренних колебаний: $\Gamma=A_1 + A'_2 + 2E$, из которых в ИК спектре активны моды типа A_2 и E . В нитратных солевых системах локальная симметрия NO_3^- понижается и как следствие в ИК спектрах регистрируются полосы поглощения, отвечающие как основным, так и обертонам и составным колебаниям нитрат-иона (рис. 1).

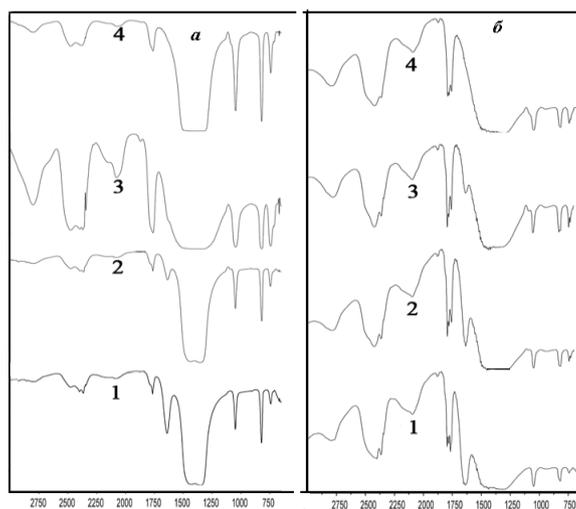


рис.1. ИК спектры поглощения систем: а) $2KNO_3-3Ca(NO_3)_2$; б) $2KNO_3-3Ca(NO_3)_2$ с добавками Al_2O_3 при различных температурах: 1 – $t=350C$; 2 – $t=750C$; 3 – $t=1350C$; 4 – $t=1750C$;

Сравнивая ИК спектры гомогенной и гетерофазной систем данной системы можно заметить что, контуры колебательных полос в ИК спектре наполненного стекла имеют сложное строение. Кроме того, наблюдается дополнительная широкая полоса слабой интенсивности с максимумом при 942 см^{-1} , интенсивности которой прогрессирующе увеличивается по мере повышения температуры. Ассиметричное искажение низкочастотного крыла полосы $\nu_1(A_1)$, сложное строение $\nu_2(A'_2)$, расщепление контура $\nu_4(E)$ свидетельствует о наличии в гетерофазном стекле двух наборов нитрат-ионов – объемных и локализованных в приповерхностной области частиц наполнителя. Подвижность анионов NO_3^- локализованных в приповерхностной области у частиц твердого наполнителя Al_2O_3 может отличаться от подвижности объемных нитрат-ионов находящихся в составе ИАК, поскольку взаимодействие NO_3^- с поверхностью Al_2O_3 «оттягивает» электронное облако нитрат-иона к поверхности твердого наполнителя, тем самым, уменьшая вероятность образования ионной пары или сложного ИАК с участием катиона металла. Именно с этих позиций легко объяснить и наблюдаемое в эксперименте многократное увеличение электропроводности в наполненных нитратных стелах. Локализация NO_3^- в приповерхностной области с одной стороны «освобождает» партнера катиона, находившегося до этого в составе ионной пары или ИАК, увеличивая тем самым концентрацию квазисвободных катионов, которые могут участвовать в переносе заряда, с другой стороны увеличивается подвижность самого аниона локализованного в межфазной области.

Для сравнительной оценки энергетических параметров переориентации объемных и приповерхностных нитрат-ионов в гетерофазном стекле $K_2Ca/NO_3+Al_2O_3$ нами были рассчитаны соответствующие величины потенциальных барьеров их переориентаций. Расчет показал, что $U_{ор}^{объем} = 20079$ Дж/моль; $U_{ор}^{припов} = 250$ Дж/моль. ($U_{ор}$ - потенциальный барьер переориентации NO_3^- .) Как видно, значения $U_{ор}^{объем} \gg U_{ор}^{припов}$, что свидетельствует в пользу предполагаемого механизма ионного переноса в гетерофазных нитратных стеклах.

Таким образом, добавки твердого мелкодисперсного наполнителя в стеклюющийся нитратный расплав способствует разрушению ИАК и тем самым увеличивают концентрацию ионов, участвующих в переносе заряда. Одновременно межфазная граница твердого наполнителя служит каналом облегченного протекания электрического заряда.

Работа выполнена на оборудовании Аналитического центра коллективного пользования ДНЦ РАН при финансовой поддержке РФФИ (номер проекта 06-03-96602-р-юг-а).

Список публикаций:

[1] В.Д.Присяжный, Ю.В.Косов, Г.Г.Яремчук, //Украинский химический журнал, 1987. Т. 53, с. 1143 .

[2] Есеев М. К., Матвеев В. И // Физический вестник Поморского университета. Архангельск: Изд-во Поморского ун-та. 2006. № 4. С.35.

Исследование свойств деформированного оптического волокна

Резак Елена Владимировна

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

Прокопович Марк Романович, к.ф.-м.н.

lenasletter@mail.ru

Оптическое волокно (ОВ) в настоящее время считается самой совершенной физической средой для передачи информации, а также самой перспективной средой для передачи больших потоков информации на значительные расстояния. В связи с чем, существует ряд вопросов распространения света в волокне, которые изучались и продолжают изучаться в настоящее время. К таким вопросам относятся изменение показателя преломления, за счет распространения света по деформированным волокнам. Учет подобных вопросов необходим для эффективной передачи информационных сигналов.

Рассмотрим изменение показателей преломления при изгибе ОВ. Примем, что диаметр оболочки волокна равен $2b$, R - радиус изгиба волокна.

Составляющие механического напряжения и относительных деформаций в изогнутом волокне выражаются:

$$\sigma_x = (E/2R^2)(x^2 - b^2), \sigma_y = 0, \sigma_z = (E/R)x. \quad (1)$$

$$\varepsilon_{x,y,z} = [\sigma_{x,y,z} - \mu(\sigma_{y,z,x} + \sigma_{z,x,y})]/E, \quad (2)$$

где E – модуль Юнга, x – координата относительно центральной оси волокна, μ – коэффициент Пуассона.

Изменение показателя преломления, вносимое различными составляющими относительных деформаций (2) и эффектом фотоупругости для составляющих светового вектора в направлениях координатных осей $\Delta n_{x,y,z}$ с использованием коэффициентов Пококельса p_{ij} , можно выразить формулами:

$$\Delta n_{x,y,z} = -n^3(p_{11}\varepsilon_{x,y,z} + p_{12}\varepsilon_{y,z,x} + p_{12}\varepsilon_{z,x,y})/2, \quad (3)$$

Подставив (1) и (2) в (3) можно найти показатели преломления для составляющих светового вектора электромагнитной волны. Подробнее данные исследования представлены в [1]. Используя значения конкретного показателя преломления сердечника и значения коэффициентов Пококельса и Пуассона $p_{11} = 0.121$, $p_{12} = 0.270$, $\mu = 0.164$, при радиусе изгиба оптического волокна, например $R = 2$ мм, можно найти изменения показателей преломления в пределах сердечника волокна. Для волокна типа True Wave фирмы Lucent Technologies с $n = 1.4738$ были получены следующие результаты:

- показатели преломления для всех трех взаимно перпендикулярных направлений неодинаковы. При изгибе оптического волокна распространение света в нем происходит, как по двухосному анизотропному кристаллу.
- положения оптических осей (ОО) сердечника изогнутого волокна в зависимости от осевого расстояния.

- свойства ОВ переходят из двухосной анизотропии в одноосную и ОО совпадает с направлением оси X.
- на оси ОВ значения показателя преломления изогнутого ОВ отличаются от показателя преломления недеформированного ОВ, что приводит к сдвигу максимума поля моды.
- значение показателя преломления ОВ при изгибе и до него будут смещены относительно ОО. На ОО показатель преломления при изгибе будет больше начального.
- разность показателей преломления для двух ортогональных поляризацій будет зависеть от значения координаты x .

Список публикаций:

[1] Резак Е. В., Прокопович М. Р. // «Научно-техническое и экономическое сотрудничество стран АТР в XXI веке»: Труды 5-ой Международной научной конференции творческой молодежи. Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2007. Т.4. С.170.

Практика расчета колебаний молекул в координатах X_{δ}^0

Савчик Дмитрий Викторович

Белик Александр Васильевич, Балыкин Владимир Петрович

Челябинский государственный университет

Балыкин Владимир Петрович, д.х.н.

Dmitriy-savchik@yandex.ru

Обычно расчет колебаний молекул осуществляется либо в естественных, либо в декартовых координатах. В то же время 30 лет назад Л. С. Маянцем и Г. Б. Шалтупером был разработан метод расчета молекулярных колебаний, на основе координат X_{δ}^0 [1,2]. Эти координаты представляют собой компоненты изменений векторов связей в своих (для каждой связи) декартовых системах координат. При этом связь может пониматься не только в химическом, но и в геометрическом смысле слова. Использование X_{δ}^0 координат может представлять определенный интерес, т.к. они обладают целым рядом достоинств. Так, данные координаты легко программируются, и в отличие, например, от естественных координат могут с одинаковой легкостью использоваться для расчетов молекул любой сложности. Кроме того, эти координаты могут без каких-либо ограничений использоваться при расчетах комплексных соединений, а также так называемых неклассических молекул. При этом, в отличие от аналогичных расчетов в декартовых координатах, сохраняется возможность анализа силовых постоянных химических связей без осуществления дополнительных преобразований.

Метод расчета молекулярных колебаний, предложенный Л. С. Маянцем и Г. Б. Шалтупером, был нами детализирован и реализован в форме компьютерных алгоритмов. Кроме того, нами был разработан универсальный алгоритм пространственной ориентации координат X_{δ}^0 . Это позволило осуществить расчет молекулярных колебаний ряда органических, неорганических и комплексных соединений. Частоты колебаний, полученные в результате соответствующих расчетов, полностью совпадают с частотами колебаний, полученными при расчетах в декартовых и естественных координатах. При использовании X_{δ}^0 координат были получены значения силовых постоянных различных химических связей, в том числе металл-лиганд у комплексных соединений. При этом значения силовых постоянных связей у органических и неорганических соединений, полученные при расчетах в координатах X_{δ}^0 в точности соответствуют значениям, полученным при расчетах в естественных координатах. А значения силовых постоянных связей металл-лиганд находятся в согласии с литературными данными. В случае ориентации всей молекулы относительно общей декартовой системы координат таким образом, чтобы ось Z соответствовала главной оси симметрии молекулы, наблюдаются характерные свойства силовых матриц (матриц вторых производных функции потенциальной энергии по координатам) в координатах X_{δ}^0 . А именно сходство субматриц матрицы F_{δ}^0 , соответствующих эквивалентным связям в различных молекулах. При этом диагональные элементы одной из таких субматриц равны диагональным элементам другой. А элементы, расположенные не на главной диагонали, равны с точностью до знака, что обусловлено симметрией. Каждая такая субматрица имеет размер 3×3 и расположена на главной диагонали матрицы F_{δ}^0 . Последовательность этих субматриц вдоль главной диагонали определяется выбором последовательности векторов связей в молекуле. Выявленные свойства матриц F_{δ}^0 могут быть использованы при решении обратной спектральной задачи в случае симметричных молекул.

Список публикаций:

[1] *Mayants L. S., Shaltuper G. B., General methods of analysing molecular vibrations //Journal of Molecular Structure, 24 (1975) P. 409-431.*

[2] *Маянц Л. С., Шалтупер Г.Б. Новый подход к полному расчету колебаний любых молекул// Доклады Академии наук СССР. 1972. Т. 206. № 3. С. 657.*

Сравнение спектров оптического пробоя фитопланктона и морской воды при возбуждении лазерным излучением фемто- и наносекундной длительности

Соколова Екатерина Борисовна

Ильин Алексей Анатольевич, Салюк Павел Анатольевич

Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН

Голук Сергей Сергеевич, к.ф.-м.н.

mastapes@mail.ru

Достижения последних лет в области оптики сверхкоротких импульсов привели к стремительному развитию методов нелинейной оптики и созданию лазерных систем, генерирующих импульсы нано- и фемтосекундной длительности. Возникли новые направления в области исследований нелинейной оптики, нелинейной спектроскопии и микроскопии, изучающих быстропротекающие процессы в физике, химии и биологии.

Исследование взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов с биологическими объектами и жидкими средами [1-3] является актуальной задачей. В частности, в работе [4] методом лазерной индуцированной спектроскопии исследовалось взаимодействие фемтосекундного излучения с бактериями. Несмотря на сложность в постановке этого эксперимента, результаты полученных эмиссионных спектров раскрыли характерные особенности взаимодействия живых клеток с лазерным излучением, и позволили определить видовой состав бактерий.

В настоящее время в LIBS методе, используемом при зондировании океана, разными авторами, в качестве источника возбуждения используются лазеры с наносекундной длительностью импульса с длинами волн излучения, как ультрафиолетового, так и видимого диапазонов. Однако, вопрос анализа сравнения нано- и фемтосекундного LIBS биологических объектов (на примере фитопланктона и его основного фотосинтезирующего пигмента хлорофилла – а), до сих пор остается открытым.

В нашей работе представлены результаты анализа сравнения экспериментальных данных эмиссионных спектров лазерного пробоя на поверхности морской и дистиллированной воды, а так же фильтров с пробами диатомовой водоросли (содержащей пигмент хлорофилла – а) и чистых фильтров в диапазоне длин волн от 200 до 800 нм.

Источником генерируемой плазмы являлись, в случае наносекундного возбуждения - Nd: YAG лазер с длиной волны 1064 нм и длительностью лазерного импульса 20 нс, энергия в импульсе порядка 400 мДж; и фемтосекундного - Ti-сапфировый лазер с шириной спектра 35 нм, максимумом на длине волны 800 нм, длительностью импульса 50 фс и энергией в импульсе 1.1 мДж.

Анализ экспериментальных данных показал, что фемтосекундный LIBS метод имеет значительные преимущества по сравнению с наносекундным методом. А именно:

- уменьшение интенсивности сплошного спектра (до возникновения филаментов в объеме жидкости и генерации суперконтинуума, так как такие нелинейные процессы ведут к увеличению фона и снижению интенсивности линейчатого спектра плазмы);
- увеличение контраста эмиссионных линий исследуемых элементов, входящих в макросостав морской воды и фитопланктона (Ca, Mg, Na, H, K, O, Cl);
- отсутствие мультиплетов ионов азота и кислорода в спектрах фемтосекундной плазмы;
- использование временной селекции при проведении количественных измерений позволило получить предел обнаружения Na в морской воде на уровне 10^{-6} г/л, что на два порядка меньше, чем при возбуждении плазмы наносекундными лазерными импульсами.

На основе полученных результатов в дальнейшем будут разработаны новые методы мониторинга водных сред и фитопланктонных сообществ.

Список публикаций:

- [1] Багаев С.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Пестряков Е.В., Степанов А.Н., Трунов В.И. Лабораторные и численные эксперименты по прохождению мощного лазерного фемтосекундного излучения через воздушную и капельную среды. // *Оптика атмосферы и океана*, 2007, т. 20, №5, с. 413-418.
- [2] J.-F. Daigle, G. M'ejean, W. Liu, F. Théberge, H.L. Xu, Y. Kamali, J. Bernhardt, A. Azarm, Q. Sun, P. Mathieu, G. Roy, J.-R. Simard, S.L. Chin "Long range trace detection in aqueous aerosol using remote filament-induced breakdown spectroscopy", *Appl. Phys. B* 87, (2007) 749–754
- [3] Y. Hosokawa, H. Takabayashi, S. Miura, C. Shukunami, Y. Hiraki, H. Masuhara "Nondestructive isolation of single cultured animal cells by femtosecond laser-induced shockwave", *Appl. Phys. A* 79, (2004) 795–798
- [4] M. Baudelet, L. Guyon, J. Yu, J. P. Wolf, T. Amodeo, E. Frejafon, P. Laloï "Femtosecond time-resolved laser-induced breakdown spectroscopy for detection and identification of bacteria: A comparison to the nanosecond regime", *Appl. Phys.* 2006. V. 99, P. 084701.

Поглощение оптического излучения радиационно-наведенными центрами окраски в кварцевом оптическом волокне

Солдатова Полина Владимировна

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

Попова Алена Валентиновна

polina9212007@mail.ru

В данной работе мы имеем дело оптическим волокном, изготовленным из кварцевого стекла. В стеклах наиболее простого химического состава, например в кварцевом (SiO_2) химические связи образуют непрерывную пространственную сетку. Каждый ион кремния связан с четырьмя ионами кислорода, а каждый ион кислорода с двумя ионами кремния. Ионы кислорода в этом случае называются «мостиковыми», так как они соединяют структурные единицы – тетраэдры. Два тетраэдра могут иметь только одну общую вершину, но не могут иметь общее ребро или грань. Отдельные тетраэдры немного отличаются друг от друга. Неупорядоченность структуры проявляется в произвольном расположении тетраэдров друг относительно друга (рис.1)

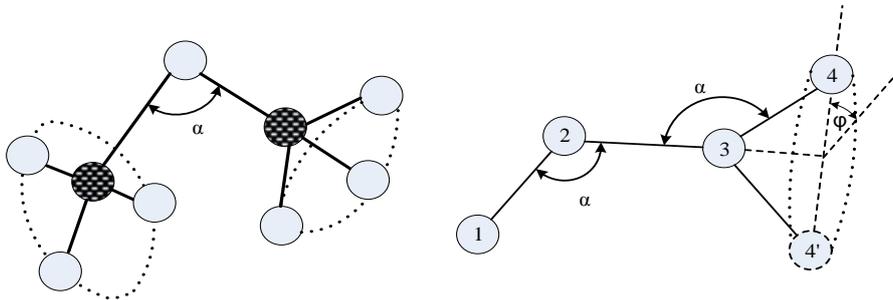


рис.1 Относительное расположение тетраэдров, характеризуемое углами α и ϕ .

В результате воздействия гамма-излучения на кварцевое стекло γ -квант создает в твердотельной матрице высокоэнергетические электроны, испускаемые атомами с их внутренних оболочек. Рассеянный в результате взаимодействия с электроном внутренней оболочки γ -квант с более низкой энергией в следующем акте комптоновского рассеяния создает новый электрон с меньшей энергией. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия электрона не станет настолько низкой, что он будет способен взаимодействовать с атомами матрицы только по механизму фотоэффекта. В итоге происходит лавинная ионизация атомов среды. Энергия медленных электронов тратится на возбуждение валентных электронов, которые переходят в зону проводимости, образуя дырку в валентной зоне. В результате энергия первичных γ -квантов идет на возбуждение валентных электронов, которые образуют в веществе электронно-дырочные пары (экситоны). Эти элементарные возбуждения приводят к образованию центров окраски.

В основе эффекта образования центров окраски лежит стимулированный излучением отрыв электронов от некоторых элементов матрицы стекла и их последующий захват на ловушках. Центрами захвата могут являться положительно заряженные катионы и дефекты структуры стекла, которые в нормальном состоянии заряжены отрицательно.

Образование центров окраски и дефектных центров в структуре стекла приводит к уменьшению скорости распространения оптического излучения и к увеличению показателя преломления сердечника. При воздействии гамма-излучения на волокно изменяется та составляющая коэффициента затухания, которая появляется за счет поглощения в материале волокна.

Из соотношения Крамерса-Кронинга следует, что показатель преломления является комплексной величиной и может быть представлен следующим соотношением:

$$n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \sqrt{1 + \chi(\omega)} = \text{Re}n(\omega) + i \text{Im}n(\omega) = n' + in'' . \quad (1)$$

Физический смысл комплексного показателя преломления в том, что его реальная часть определяет скорость распространения света в диэлектрике, а мнимая часть отвечает за поглощение света в диэлектрике в соответствии с формулой

$$I = I_0 \exp[-k_\omega(n'')l], \quad (2)$$

где I - интенсивность света после прохождения в диэлектрике расстояния l , а $k_\omega(n'') = \alpha$ - коэффициент затухания.

Был проведен эксперимент по облучению гамма- излучением оптического волокна. Опыт заключался в облучении катушки оптического волокна марки Fujikura (длина 1004,9 м) гамма-излучением с дозой 4100 рад. Изменение затухания оптического волокна в результате структурных изменений, вызванных действием рентгеновского излучения, приведены на (рис. 2)

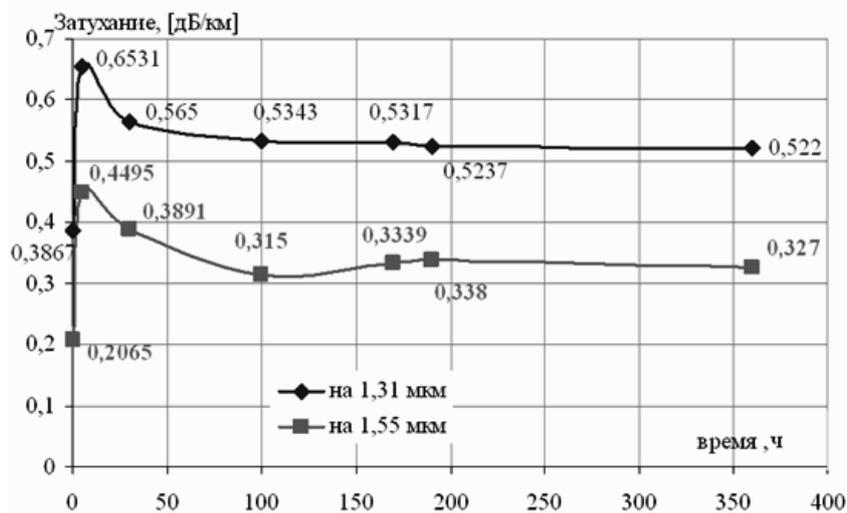


рис 1. Зависимость затухания ОВ при формировании и релаксации радиационно-наведенных центров окраски.

В результате эксперимента затухание на длине волны 1310 нм увеличилось на 67,8% (с 0,3891 дБ/км до 0,653 дБ/км), а затухание на 1550 нм – на 117,5% (с 0,2065 дБ/км до 0,449 дБ/км). Это наглядно показывает, что на длине волны 1310 нм наведенные радиационные потери в оптическом волокне гораздо меньше, чем на длине волны 1550 нм. В ходе дальнейших исследований было определено время и уровень релаксации характеристик оптического волокна.

Ранее влияние гамма- излучения на волокно рассматривалось с негативной точки зрения. Однако, как показано в нашей работе, это явление, может быть использовано для создания в оптическом волокне длиннопериодных волоконных дифракционных решеток.

Исследование фазовой модуляции сигнального пучка при встречном двухволновом взаимодействии с немодулированным пучком накачки

Тереценко Виталий Николаевич

Шмаков Сергей Сергеевич, Рычков Максим Константинович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Шандаров Станислав Михайлович

necehzyby@mail.ru

В работе [1] для демодуляции фазы сигнального пучка использовалась встречная схема взаимодействия пучков с разным типом поляризации (круговая и линейная) в фоторефрактивном кристалле $Bi_{12}TiO_{20}:Fe,Cu$ среза (100) толщиной 1.15 мм. Известно, что во встречной геометрии наблюдается значительный фоторефрактивный отклик без приложения внешних электрических полей. На длине волны 532 нм от твердотельного лазера, авторы [1] получили эффективность взаимодействия $Gi = 12\text{см}^{-1}$ и значительную амплитуду демодулированного сигнала на частоте первой гармоники. Так же известно, что в таком кристалле для длины волны 532 нм наблюдается большое поглощение света.

Поэтому для возможной замены твердотельного лазера на альтернативный источник излучения было принято исследовать двухволновое взаимодействие в условиях фазовой модуляции сигнального пучка на длине волны 633 нм от He-Ne лазера. Частота модуляции 1150гц.

Использование приближения неистощимой накачки и гармонического закона фазовой модуляции позволило получить аналитическое выражение для векторной амплитуды светового поля сигнальной волны содержащей гармоники модулирующего сигнала.[1]

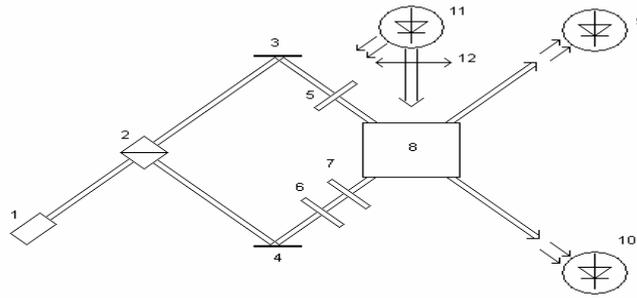


рис.1. схема экспериментальной установки: 1-гелий-неоновый лазер; 2-делительный кубик; 3-зеркало; 4-зеркало прикрепленное к мембране динамика; 5,6-четвертьволновая пластинка; 7-поляризатор 8-кристалл; 9,10-фотодиод; 11-светодиод;12-собирающая линза

$$I_s(-d,t) = (M0(-d) + M1(-d) \cdot \sin(\Omega \cdot t) + M2(-d) \cdot \cos(2 \cdot \Omega \cdot t) \dots) \cdot (1 - R^2) \cdot I_{s0} \cdot \exp(-\alpha \cdot d)$$

$$M1 = \frac{-Gi}{p} \cdot \sin(p \cdot -d) \cdot \cos(p \cdot -d + 2 \cdot \theta_s) \cdot J0(\phi m) \cdot J1(\phi m)$$

Где... $M0, M1, M2$ амплитуды гармоник, α коэффициент поглощения, d толщина кристалла, R коэффициент отражения, p удельное оптическое вращение, Gi эффективность взаимодействия, θ_s угол поляризации, α коэффициент поглощения, $J0, J1$ функции Бесселя нулевого и первого порядка, ϕm сдвиг фаз

Подсветка присутствует, коэффициент двухпучкового взаимодействия составил $Gi = 6.6 \text{ см}^{-1}$, поляризация сигнального пучка составляет 0^0 с осью [010].

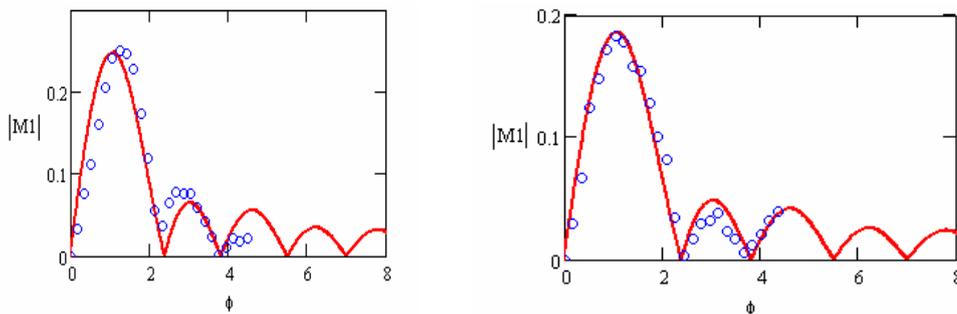


рис.2,3. Зависимости амплитуды первой гармоники от амплитуды фазовой модуляции

1. Как видно из рис.2 и рис.3 наличие внешней подсветки уменьшает эффективность двухволнового взаимодействия, что влечет уменьшение амплитуды первой гармоники сигнала демодуляции.
2. В отсутствие внешней подсветки эффективность взаимодействия составляет $Gi = 6.6 \text{ см}^{-1}$. При включении подсветки эффективность падает до $Gi = 4.8 \text{ см}^{-1}$.

Список публикаций:

[1] Two-Wave Mixing on Reflection Dynamic Gratings in Sillenite Crystals under Phase Modulation of Signal Beam. S.M.Shandarov, A.A. Kolegov, N.I. Burimov, V.I. Bykov, V.M. Petrov, Yu.F. Kargin.

Спектроскопия связанной воды в бентоните

Толстихин Александр Борисович

Сибирский федеральный университет

Сорокин Анатолий Васильевич

abt-line@bk.ru

Структурные превращения воды при изменении температуры, адсорбции на поверхности полидисперсных минералов, испарение и конденсация приводят к значительным изменениям интегральной диэлектрической проницаемости. Эти изменения фиксируются методами дистанционного зондирования, и на их основе получают данные о количестве и состояниях воды в почвах. Решение этой обратной задачи возможно

на основе обработанных моделей на минералах с известным составом и строением. В данной работе исследуется распространенный компонент почв – бентонит. Методами Фурье спектроскопии ИК–поглощения и комбинационного рассеяния света, масс–спектрометрии и дифференциально–термического анализа (ДТА) получены данные о колебательных спектрах связанной воды, динамике этих спектров при изменении температуры, энергии десорбции.

Дифференциально-термический анализ и масс-спектрометрические исследования производились с помощью синхронного термоанализатора STA 449C Jupiter, совмещенного с квадрупольным масс-спектрометром QMS 403 C. Полученные данные показали, что при нагревании бентонитовой глины до 900 °С, вода из образца испаряется в два этапа: с максимумом выхода при 93 °С и при 654 °С. Эти воды в глине имеют различную структуру. Первой испаряется вода, адсорбированная на поверхности и в межслоевом пространстве глины с энергией связи ~ 5-10 кДж/моль, а второй – более прочно связанная (~ 40-50 кДж/моль) кристаллизационно-связанная вода.

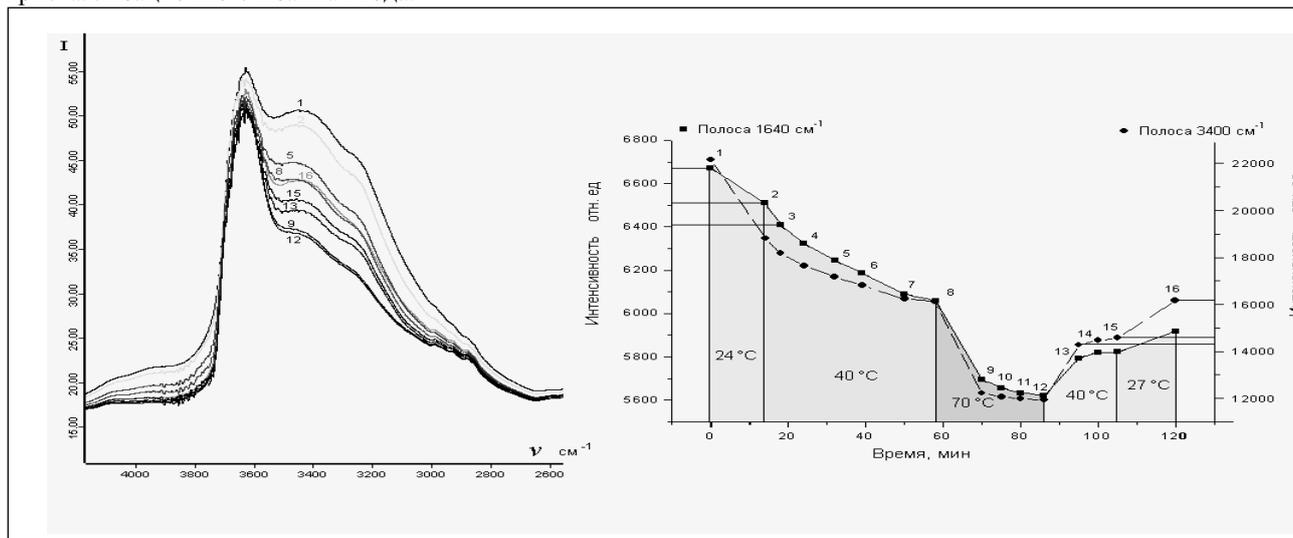


рис.1. серия ИК-спектров в области 4000 – 2600 см⁻¹ поглощения бентонита при температуре от 24 до 70 0С образцов (слева). Зависимость интенсивности полос воды в ИК спектре образца бентонита от температуры и времени (справа).

Была снята серия ИК спектров в диапазоне 400-7500см⁻¹ при температурах 24-70 °С. Образец: мелкодисперсный порошок бентонита естественной влажности. Оборудование: Фурье спектрометр Vertex-70. Методика исследований: измерение коэффициента рассеяния от поверхности мелкодисперсного порошка.

При повышении температуры бентонита происходит десорбция воды из образца, интегральная интенсивность полос воды в снимаемом при этом спектре уменьшается. При уменьшении температуры глина адсорбирует влагу из окружающей среды, интенсивность полос воды в спектре начинает расти. При сопоставлении полученных спектров были выявлены полосы, чувствительные к содержанию воды, и произведено их экспериментальное отнесение. Полоса 3400 см⁻¹ соответствует области валентных, а 1640 см⁻¹ области деформационных колебаний воды, что согласуется с данными других исследователей.

В области 3700 см⁻¹ – 3200 см⁻¹, соответствующей валентным колебаниям воды, в ИК спектрах образцов бентонитовой глины естественной влажности отчетливо различимы две полосы с максимумами в районе 3665 см⁻¹ и 3400 см⁻¹. Полосу с частотой 3665 см⁻¹ следует отнести к колебаниям ОН-групп, не участвующих в образовании водородной связи и располагающимися в кристаллической решетке минерала. А широкую полосу 3400 см⁻¹ - к колебаниям ОН-групп адсорбционной воды, образующих водородные связи между собой и с активными центрами минерала. Правомерность отнесения полосы 3665 см⁻¹ к кристаллизационно-связанной воде подтверждает тот факт, что в спектре образца бентонита, нагретого до 900 °С, из которого успела выйти вода кристаллической структуры, эта полоса отсутствует.

В результате использования комплекса методов колебательной спектроскопии, масс-спектрометрии и дифференциально-термического анализа в сложных спектрах природных образцов бентонита были выявлены полосы связанной воды, произведено их отнесение, сделаны выводы о структуре связанной воды. На основе полученных результатов в данный момент проводятся исследования фазового перехода связанной воды в области отрицательных температур. Результаты этих исследований необходимы для создания модели, которая будет использоваться для контроля количества и состояния воды в земных покровах методами дистанционного зондирования.

Структурные особенности ортозамещенных нафталина и их проявления в электронных спектрах

Трубачева Елена Николаевна

Головина Евгения Дмитриевна

Томский государственный университет

Жаркова Оксана Михайловна, к.ф.-м.н.

lena_zaya@sibmail.com

Нитрозогруппа является чрезвычайно активной при изучении химических реакций. Нитрозосоединения имеют широкое применение в аналитической химии [1]. Нитрозоафтолы используются для определения аминокислот (тирозин) по спектрам флуоресценции. Нитрозо- и нафтохиноны являются основой для производства красителей.

Для нитрозоафталинов и нафтохинонов мало экспериментальных данных по спектрам поглощения и флуоресценции.

В работе [2] нами был проведен квантово-химический расчет ряда ароматических 1-нитрозосоединений. Для всех объектов исследования было показано наличие $\pi\pi^*$ перехода в области 1200 – 1700 нм. Эта полоса наблюдалась и при учете различных конформаций молекул, полученных нами методом молекулярной динамики.

Согласно данным работы [3] нитрозоафтолы существуют как в фенольной, так и в хиноидной формах.

В данной работе проводилось теоретическое и экспериментальное исследование 2-нитрозо-1-нафтола и 1,2-нафтохинона (рис. 1). Квантово-химические расчёты молекул выполнялись, используя пакет программ, воспроизведённый на основе метода ЧПДП (частичное пренебрежение дифференциальным перекрытием) со спектроскопической параметризацией. Оптимизация геометрии молекул проводилась методом молекулярной механики MM2 (расширенная и модифицированная версия силового поля MM2). Имитация молекулярных движений молекулы исследовалась методом молекулярной динамики (пакет программ Chem. office 10.0). Электронные спектры поглощения регистрировались на спектрофотометре Cary 5000.

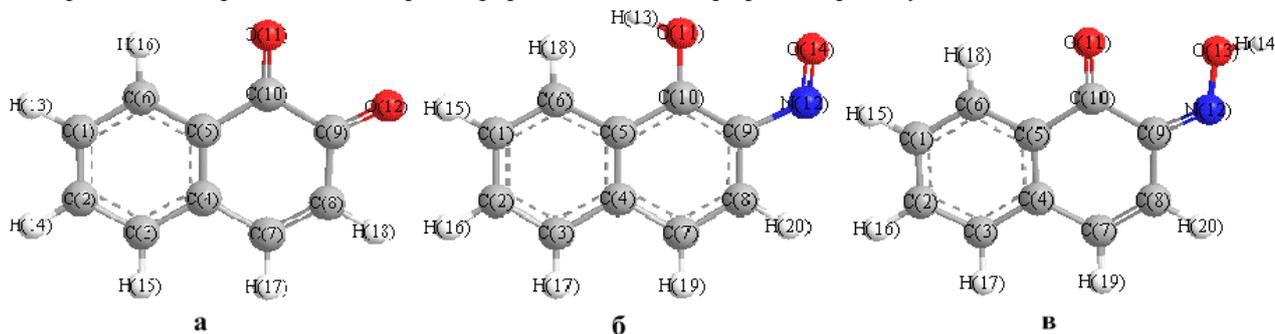


рис. 1. Структуры молекул: а – нафтохинон, б – 2-нитрозо-1-нафтол (фенольная форма), в – 2-нитрозо-1-нафтол (хиноидная форма)

Для исследуемых объектов в неполярных растворителях экспериментально наблюдаются электронные переходы в областях: 250 – 260 нм, 300 – 330 нм, 390 – 420 нм и 500 – 550 нм. В полярном растворителе (этанол) для $\pi\pi^*$ состояний, проявляющихся в области 300 – 420 нм, наблюдаются: красный сдвиг в молекуле нафтохинона и синий в молекуле 2-нитрозо-1-нафтола. Смещений в области 250 – 260 нм при этом не происходит.

Расчет оптимизированной структуры нафтохинона (изолированная молекула) методами квантовой химии не позволил достаточно полно описать спектр поглощения в области 300 – 420 нм. Привлечение метода молекулярной динамики показало наличие сильных колебаний в длине C_7-C_8 связи (рис. 1а) (1,26 – 1,47 Å). Изменение ее длины оказывает существенное влияние на спектр. Полученный в ходе расчета суммарный спектр (при разных длинах связи C_7-C_8) позволил удовлетворительно описать электронный спектр нафтохинона.

Расчет изолированной молекулы (оптимизированная геометрия) 2-нитрозо-1-нафтола не дал согласия с экспериментальным спектром поглощения. Спектр поглощения 2-нитрозо-1-нафтола в неполярном растворителе хорошо согласуется с результатами квантово-химического расчета фенольной формы молекулы с учетом колебаний C_7-C_8 связи (рис. 1в). В таблице (ниже) приведены данные (разрешенные переходы), полученные в ходе расчета 2-нитрозо-1-нафтола для нескольких длин C_7-C_8 связи (1,26, 1,36, 1,43 Å) и максимумы полос экспериментального спектра поглощения молекулы. Суммарный спектр поглощения,

учитывающий большее количество длин этой связи в интервале (1,26 – 1,47 Å) достаточно удовлетворительно описает спектр поглощения молекулы.

$R(C_7-C_8) = 1,26 \text{ \AA}$	$R(C_7-C_8) = 1,36 \text{ \AA}$	$R(C_7-C_8) = 1,43 \text{ \AA}$	Экспер. данные (нм)
–	–	425	416
372	389	–	
–	–	316	334
303 288	303 289	293	297
252	256	271 254	260
224	227	228	–
218	223	–	213

Анализ результатов квантово-химического расчета фенольной формы 2-нитрозо-1-нафтола показал, что нижнее разрешенное состояние соответствует 350 нм. Максимум спектра поглощения молекулы в полярном растворителе (этанол) наблюдается на 385 нм. Учитывая, что проявления водородной связи в спектрах поглощения обычно приводят к красному сдвигу, мы предполагаем, что в полярных растворителях 2-нитрозо-1-нафтол существует в фенольной форме.

Список публикаций:

- [1] Yamamoto H., Motiyama N., *J. Chem. Commun.*, **3**, 3514-3525 (2005).
 [2] Жаркова О.М., Морозова Ю.П., Трубачева Е.Н., Артюхов В.Я., *Известия Вузов. Физика* (2009), (в печати).
 [3] Krzan A., Crist D.R. and Horak V., *J. Mol. Struct. (Theochem)*, **528**, 237-244, (2000).

Моделирование оптических процессов в светодиодах

Уварова Алина Александровна

Новгородский государственный университет

Удальцов Виктор Екимович, к.ф.-м.н.

ualek@list.ru

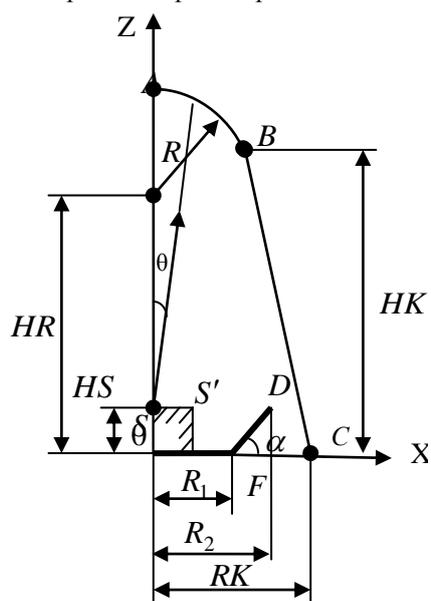
Основными светотехническими параметрами светодиодов являются сила света, угол излучения и доминирующая длина волны излучения. Если цвет свечения СИДа (светоизлучающего диода) в основном определяется свойствами полупроводникового кристалла – излучателя, то сила света и угол излучения определяются как свойствами кристалла, так и параметрами корпуса излучающего диода. Способ сборки и параметры корпуса прибора определяют свойства направленности (угол) излучения и осевую силу света [1]. Кристаллы светодиодов, используемые в серийном производстве, в большинстве своем имеют форму параллелепипеда. Индикатриса излучения кристалла $I_v(\theta)$, определяющая его диаграмму направленности близка к диаграмме равномерного источника, отличия от закона Ламберта связаны с эффектами отражения и преломления лучей на границах раздела сред и влиянием непрозрачного верхнего контакта. Эту зависимость можно оценить теоретически [2] или исследовать экспериментально и учитывать при разработке конструкции.

Таким образом, для построения адекватной математической модели светодиода и расчета его диаграммы направленности (ДН) необходимо знать индикатрису излучения кристалла и основные параметры выбранного корпуса, определяющие условия отражения и фокусировки излучения. Для видимого и ближнего инфракрасного диапазонов спектров излучения наибольшее распространение получили светодиоды в пластмассовом корпусе типа ТО-1. Параметры модели такого корпуса, имеющего цилиндрическую симметрию, приведены на рис.1. Основными элементами конструкции являются излучающий кристалл (чип), установленный на металлическую отражающую поверхность в виде усеченного конуса, называемую фарой и пластмассовый корпус в виде купола. Для ультрафиолетового диапазона излучения в основном используются металлокерамические корпуса с кварцевой линзой, также имеющие цилиндрическую симметрию. Основными элементами модели прибора в металлокерамическом корпусе являются также кристалл, отражатель и линза с известным фокусным расстоянием.

Решение задачи по распространению излучения основывается на законах геометрической оптики. Предположим, что излучение исходит из точки $S(x,z)$ и может распространяться по всем направлениям в пространстве. Направление задается с помощью угла θ , который варьируется в пределах от 0 до 180° с шагом в 1°. Учитывая симметрию корпуса относительно оси Oz, рассмотрим только правую половину, считая, что в левой происходят аналогичные процессы.

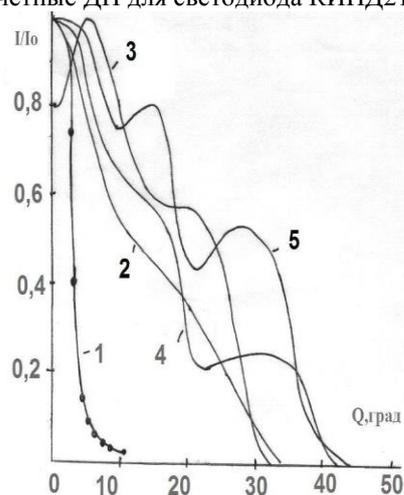
Если отраженный в каком-либо секторе луч пересекает ось OZ под углом θ , то в силу симметрии граничных условий, считаем, что такой же по интенсивности луч распространяется в другой половине прибора и пересекает ось OZ под углом θ . Для нахождения направлений распространения лучей после взаимодействия с поверхностями OF и FD используется закон отражения света. При взаимодействии лучей с границами раздела сред СВ и ВА происходит преломление и отражение света, сопровождающееся уменьшением интенсивности. Для нахождения интенсивности отраженных и преломленных лучей используются формулы Френеля. Направления распространения этих лучей рассчитываются исходя из законов преломления и отражения света.

Самая ощутимая потеря интенсивности направленного излучения происходит когда лучи падают на боковую поверхность колбы под углом меньшим угла полного внутреннего отражения и, преломляясь выходят наружу под углами от 48 до 70 градусов к оси Z. При расчете интенсивности лучей, выходящих из корпуса светодиода, задается индикатриса излучения источника S, для каждого луча рассчитывается путь и потери интенсивности за счет поглощения и отражения. На выходе суммируются интенсивности всех лучей, попадающих в секторы с заранее заданным углом. Затем находится сектор, на который приходится максимальная интенсивность и производится нормирование значений к единице путем деления текущих значений на найденную максимальную величину интенсивности. Полученные значения выводятся в виде таблиц и графиков в полярной или в декартовой системе координат. По половинному (50 %) значению интенсивности определяется, а затем выводится угол излучения $\theta_{1/2}$. Отношение суммарной по всем секторам интенсивности лучей, покинувших корпус, к интенсивности лучей, испускаемых источником S, дает коэффициент вывода излучения. Изменяя координаты точки S, легко выявить влияние размеров кристалла на величину угла излучения прибора. Заметим сразу, что для кристаллов с поперечными размерами менее 0.5 мм, это влияние практически не заметно, то есть в качестве модели излучающего кристалла можно применять точечный источник с заданной индикатрисой излучения. Варьируя параметры корпуса и изменяя в небольших пределах (до 5%) показатели преломления и коэффициент поглощения пластмассы удается подобрать такие варианты конструкции корпусов, для которых диаграмма направленности имеет один, два, три или пять максимумов, при этом её полуширина или угол излучения светодиода составляют от 8 до 70°. В качестве иллюстрации на рис.2 приведены экспериментальные и расчетные ДН для светодиода КИПД21.



H_S – высота кристалла над фарой,
 H_K – высота конической поверхности
 R_K – радиус нижнего основания колбы,
 R – радиус сферической части колбы,
 R_1 и R_2 – радиусы нижнего и верхнего оснований фары ($R_2 > R_1$),
 H_R – высота центра сферической поверхности,
 α – угол наклона отражателя,
 n – показатель преломления пластмассы

рис. 1 Параметры корпуса ТО-1



1 - экспериментальная (точки) и расчетная (линия) диаграммы направленности излучения светодиода КИПД21 \varnothing 5 мм. ($R_K=5\text{mm}$, $H_R=6\text{mm}$, $R=2,3\text{mm}$, $H_S=0,3\text{mm}$, $\alpha=45^\circ$, $n=1,5$);
 2 - $H_R=3,5\text{mm}$, $\alpha=45^\circ$; 3 - $H_R=3,5\text{mm}$, $\alpha=60^\circ$
 4 - $H_R=2,5\text{mm}$; 5 - $H_R=3,0\text{mm}$, $\alpha=60^\circ$, $n=1,45$

рис.2 Экспериментальная и расчетные ДН светодиода в корпусе ТО-1

Список публикаций:

- [1]С.Г. Никифоров, Проблемы, теория и реальность светодиодов, «Компоненты и технологии», №5, 2005, с.48-57
 [2]В.А. Забелин, С.А. Гуревич, Моделирование процессов распространения излучения в светодиодах на основе AlGaInN и методы повышения их эффективности, Тез. докладов 5-й Всероссийской конф. «Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы», с.123-124

Исследование селективных свойства неоднородной ФПМ-ЖК голографической структуры

Устюжанин Сергей Владимирович

Б.Ф. Ноздреватых

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

Шарангович С.Н., к.ф.-м.н.

shr@svch.rk.tusur.ru

Выросший интерес к исследованию фотополимерных жидкокристаллических материалов (ФПМ-ЖК) объясняется возможностью голографического формирования дифракционных структур (ДС) в таких материалах, что позволит применить такие материалы в системах обработки, передачи и отображения информации.

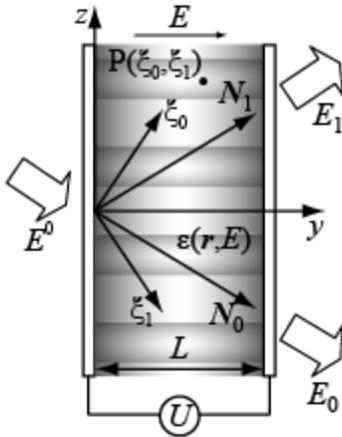


рис.1 Ориентация ЖК капсул в ДР

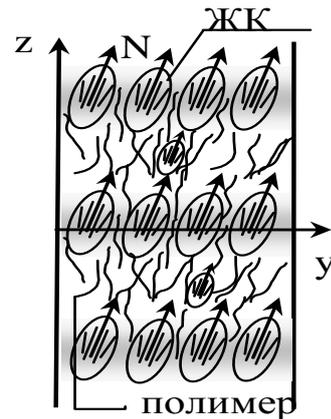


рис.2 Схема дифракции на ДР в ФПМ-ЖК

При голографическом формировании дифракционных решеток (ДР) в ФПМ-ЖК, за счет фотополимеризационно-диффузионного и инкапсуляционного процессов, молекулы жидкого кристалла (ЖК) группируются в капсулы (рис 1), в которых ориентация молекул ЖК определяется статистикой гаусса [1]. В работе [2] представлена математическая модель дифракции световых пучков на неоднородной голографической решетке, образованной в фотополимерном материале с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК), с учетом статистики распределения молекул жидкого кристалла в капсулах и ориентационного влияния электрического поля.

Целью данной работы является развитие математической модели, представленной в [2], с учетом электроиндуцированного изменения фазовой расстройки, и изучение на основе численного моделирования дифракционных свойств ДР.

Ввиду анизотропных свойств ФПМ-ЖК, взаимодействие световых пучков в области дифракции в ФПМ-ЖК материале определяются двумя системами уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных. Делая замену переменных, и переходя к аппретурным координатам $\xi_0 = -\eta_0 y + \nu_0 z$, $\xi_1 = \eta_1 y - \nu_1 z$ (рис. 2), решение УСВ методом Римана для $E_0^m(\eta)$, $E_1^m(\eta)$ и точке $P(\xi_0 = \xi, \xi_1 = \eta)$ запишется [2]:

$$E_1^m(\eta, E) = i \frac{b_1^m(E)}{2} \sqrt{\frac{\nu_0}{\nu_1}} \exp\left[\frac{\alpha_z}{\nu_1} \eta\right] \int_{-1}^1 \exp\left[-\left(i\Delta K^m(E) \frac{L}{2} + \frac{\alpha_1}{2}\right)(1-q)\right] J_0\left(b_1^m(E) \left[\frac{w_1}{\alpha_0 \alpha_1}\right]^{0.5}\right) E_0^m\left(\frac{\delta}{\nu_0}(1-q) - \frac{\eta}{\nu_1}\right) dq, \quad (1)$$

$$E_0^m(\xi, E) = E_0^m(\xi) - \frac{b_0^m(E)}{4} \sqrt{\frac{\nu_0}{\nu_1}} \exp\left[\frac{\alpha_1 - \alpha_0}{2}\right] \exp\left[-\frac{\alpha_z}{\nu_0} \xi\right] \int_{-1}^1 \exp\left[\left(i\Delta K^m(E) \frac{L}{2} + \frac{\alpha_1}{2}\right)(1-q)\right] \times \\ \times \left[\frac{\alpha_1 \exp(-\alpha_0 L_1) - \exp(\alpha_0 q)}{\alpha_0 \exp(-\alpha_1 L_1) - \exp(-\alpha_1 q)}\right]^{1/2} J_1\left(b_0^m(E) \left[\frac{w_0}{\alpha_0 \alpha_1}\right]^{0.5}\right) E_0^m\left(\frac{\xi}{\nu_0} - \frac{\delta}{\nu_0}(1-q)\right) dq, \quad (2)$$

где $J_0(x)$ – функции Бесселя первого рода, $\nu = \eta_1 \nu_0 + \eta_0 \nu_1$, $\delta = L \nu / 2 \nu_1$, $b_j^m = b_j^m(E) = L \cdot C_j^m(E) / \sqrt{\nu_1 \nu_0}$, $C_1^m(E)$ – коэффициенты связи, E – внешнее приложенное электрическое поле, $\eta_0 = -\sin \varphi_0$, $\eta_1 = \sin \varphi_1$,

$v_j = -\cos \varphi_j$, φ_j - угол между нормальными N_j и осью y (рис. 2), $j=0,1$, $E_0^m(\xi)$ - амплитудный профиль падающего пучка на входе ДР, α_z и α_y - затухание вдоль осей z и y соответственно, $m=0,e$ - обыкновенная и необыкновенная волны. Остальные обозначения приведены в [2],[3].

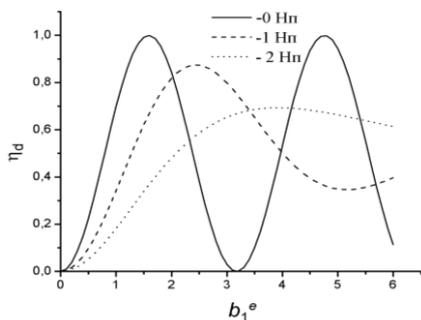


рис.3 зависимость η_d от b_1^m при $\Delta K^*=0$

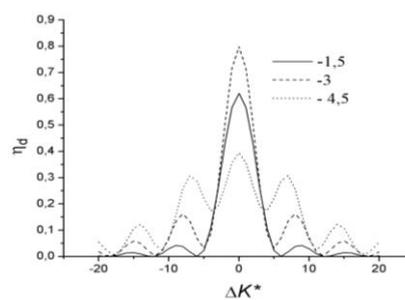


рис.4 зависимость η_d от ΔK^* при $\alpha_z=1$, $\alpha_y=0$

В данной работе на основе представленной математической модели было сделано численное моделирование зависимости дифракционной эффективности η_d от параметра b_1^m и от ΔK^* при различных значениях коэффициентов затухания вдоль осей z и y , где $\Delta K^* = \Delta K \cdot L$, ΔK - фазовая расстройка. На рис. 3 представлена зависимость η_d от параметра b_1^m при $\Delta K^*=0$, α_z и $\alpha_y=0$; 1; 2 Нп, на рис. 4- зависимость η_d от ΔK^* при $\alpha_z=1$, $\alpha_y=0$ и $b_1^m=1,5$; 3; 4,5.

В данной работе установлена степень влияния пространственной неоднородности формирования ДР в ФПМ-ЖК на их селективные свойства в условиях управления внешним электрическим полем. Показано, что пространственная неоднородность приводит к сглаживанию кривых угло- частотных характеристик селективности. Установлено, что влияние электроиндуцированной фазовой расстройки на селективные свойства ДР в ФПМ-ЖК сильнее чем амплитудное.

Указанные аспекты приведены для световых пучков с ограниченным частотным спектром, что позволяет использовать представленную математическую модель для расчета применения ФПМ-ЖК материалов в WDM системах связи.

Работа выполнена по проекту № РНП.2.1.1.429 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 г.»

Список публикаций:

- [1] Richard L. Sutherland // JOSA B, V. 19, №. 12, 2995- 3003(2002).
- [2] Устюжанин С.В., Шарангович С.Н.// Известия вузов. Физика., Т.51,-№ 9/3, 171-172(2008).
- [3] Шарангович С.Н.// Изв. вузов. Физика, Т. 38, № 2, 8–19(1995).

Зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра от угла падения света для тонких плёнок кобальта

Фёдоров Евгений Сергеевич

Звездин Николай Юрьевич

Ярославский государственный университет

Наумов Виктор Васильевич, к.ф.-м.н.; Папорков Владимир Аркадиевич, к.ф.-м.н.

Hammer76rus@mail.ru

Магнитооптический экваториальный эффект Керра (ЭЭК) широко используется в магнитных измерениях [1, 2]. Как правило, и измерение петель гистерезиса или кривых намагничивания, и измерение спектральной зависимости ЭЭК осуществляется при фиксированном угле падения света. В настоящей работе измерялись магнитооптические петли гистерезиса и амплитудные значения ЭЭК на плёнках кобальта толщиной 200 нм, 6 нм и 2 нм при различных углах падения света.

В качестве образцов использовались плёнки кобальта, нанесённые на подложку Si/SiO₂/Ta высокочастотным магнетронным распылением (частота 13,56 МГц) на установке SCR-651 “Tetra” (Alcatel).

Образцы помещались между полюсами электромагнита, управляемого током генератора синусоидальных колебаний с частотой 30 Гц. Намагничивающая система позволяла создавать поля напряжённостью до 700 Э. Поляризованный лазерный пучок света (длина волны 0,63 мкм) диаметром 1мм падал на поверхность плёнки. Плоскость падения была перпендикулярна направлению магнитного поля электромагнита. Отражённое излучение попадало в фотоприёмник, с выхода которого через широкополосный усилитель переменная составляющая сигнала поступала на коммутатор измерительной платы. Туда же подавалось напряжение, пропорциональное силе тока электромагнита. Синхроимпульс, поступающий с генератора, запускал последовательность чередующихся измерений тока электромагнита и переменной составляющей интенсивности отражённого света. Процесс измерения одной петли включал в себя запись 500 значений обеих величин за период изменения тока электромагнита и повторение этого процесса 500 раз с последующим усреднением. С помощью милливольтметра постоянного тока непосредственно на фотоприёмнике измерялась постоянная составляющая сигнала, т.е. интенсивность отражённой волны. Поскольку форма петли гистерезиса не зависит от угла падения, то амплитуда ЭЭК измерялась также с помощью синхронного детектора, в качестве которого использовался Упiрап 232В. Этот же прибор являлся широкополосным усилителем (см. выше). Измерения проводились при падении на образец р-волны. Для учёта систематических искажений использовалось то обстоятельство, что ЭЭК при падении на образец s-волны отсутствует. Поскольку систематические искажения одинаковы для обеих поляризаций, то, выполнив аналогичные измерения для s-волны можно их исключить. Петля гистерезиса $\delta(H)$ представляла собой зависимость магнитооптического отклика, отнесённого к постоянной составляющей фотоприёмника, от текущего значения напряжённости магнитного поля.

На рис.1 приведены петли гистерезиса для плёнки толщиной 6 нм при углах падения 40° и 80°. Видно, что при 80° петля инвертирована, что означает смену знака ЭЭК. На рис.2 приведены угловые зависимости амплитудных значений ЭЭК для плёнок толщиной 2, 6, 200 нм. С уменьшением толщины точка смены знака ЭЭК смещается в сторону меньших углов.

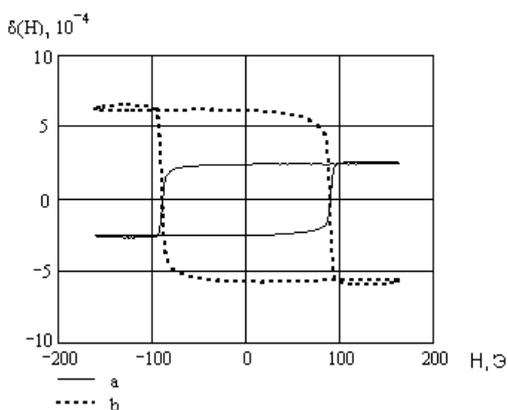


рис.1 Петли гистерезиса для плёнки толщиной 6 нм при углах падения: а – 40°, б - 80°

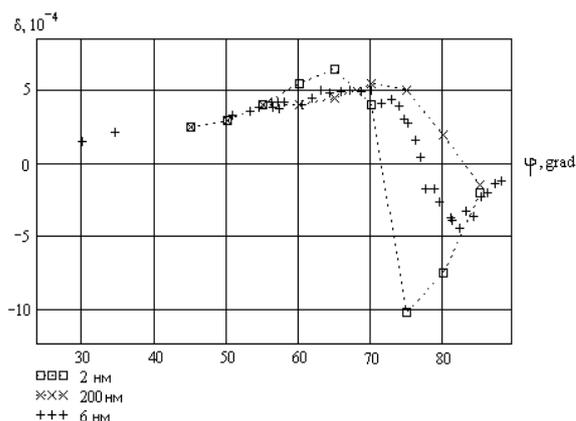


рис.2 Угловые зависимости амплитудных значений ЭЭК для плёнок толщиной 2, 6, 200 нм

Для объяснения угловых зависимостей использовался расчёт, основанный на классических представлениях о взаимодействии электромагнитной волны со сплошной средой [1,3], где диэлектрическая (ϵ) и магнитная (μ) проницаемости являются комплексными величинами, при этом ϵ_2 (мнимая часть ϵ) связана с удельной электропроводностью (σ) следующим образом: $\epsilon_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}$ (1), где ϵ_0 – электрическая постоянная, ω – угловая частота.

Зависимость величины ЭЭК от угла падения имеет следующий вид [1]:

$$\delta = 2 \sin(2\varphi) \frac{m_1 A + m_2 B}{B^2 + B'^2}, \quad (2)$$

где $A = \epsilon_2 \cos^2 \varphi - \mu_2 - \frac{\epsilon_2 \sin^2 \varphi}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$, $B = \epsilon_1 \cos^2 \varphi - \mu_1 + \frac{\epsilon_1 \sin^2 \varphi}{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$, m_1 , m_2 – действительная и мнимая части комплексного магнитооптического параметра среды, ϵ_1 , ϵ_2 – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды, μ_1 , μ_2 – действительная и мнимая части магнитной проницаемости среды.

Кривые на рис.2 аппроксимировались функцией (2), для плёнки толщиной 6 нм это показано на рис.3. При аппроксимации предполагалось, что $\mu_1=1$. После аппроксимации определялась величина ϵ_2 , и из формулы (1) вычислялось значение σ . Оказалось, что даже для плёнки толщиной 200 нм значение $\sigma = 6,48 \cdot 10^{15}$ (Ом·м)-1,

т.е. меньше статического ($\sigma_0 = 1,6 \cdot 10^{17}$ [4]) в 25 раз, а с уменьшением толщины σ убывает (от $6,48 \cdot 10^{15}$ для 200 нм до $4,67 \cdot 10^{15}$ для 2 нм).

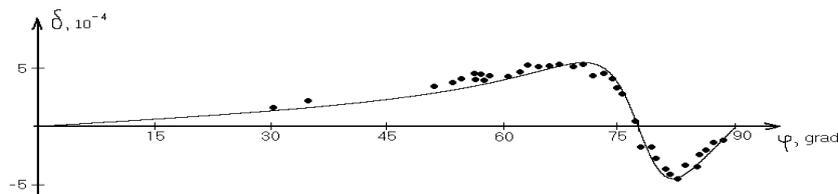


Рис.3 Угловая зависимость амплитудных значений ЭЭК для плёнки толщиной 6 нм, аппроксимированная функцией (2)

Известно, что величина σ зависит от частоты электромагнитной волны, распространяющейся в среде или отражённой от неё [5]. На оптических частотах ($\sim 10^{15}$ Гц) это уменьшение составляет несколько порядков. Волна с частотой $\sim 10^{15}$ Гц проникает в проводник на глубину порядка десятков нанометров, в этом случае плёнка толщиной 200 нм представляет собой массивный образец. При уменьшении толщины плёнок при измерении отражённой волны нельзя не учитывать волну, отражённую от подложки (в нашем случае это SiO_2). Этот эффект влияет на величину не только постоянной, но и переменной составляющей интенсивности отражённой волны [6]. Если же это не принимать во внимание, то σ следует рассматривать как некую эффективную величину. Именно эта величина и убывает с уменьшением толщины плёнки.

Таким образом, в настоящей работе показано, что при исследовании тонких металлических плёнок с помощью ЭЭК не достаточно измерять петли гистерезиса при фиксированном угле падения света, так как величина ЭЭК зависит от толщины плёнки и при её изменении петля может даже инвертироваться. Использование приближения эффективной однородной среды для интерпретации угловых зависимостей ЭЭК позволяет оценить электропроводность плёнок. Показано, что с уменьшением толщины плёнок их удельная электропроводность падает.

Список публикаций:

- [1] Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. – М.: МГУ, 1976.
- [2] Червинский М. М., Глаголев С. Ф., Горбунов И. П. Магнитооптические методы и средства определения магнитных характеристик материалов. - Л.: Энергия, 1980.
- [3] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. – М.: Физ.- Мат. Лит., 1961.
- [4] Физические величины. Справочник. Под. ред. И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [5] Борн М., Вольф Э.. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.
- [6] Белотелов В. И., Звездин А. К., Котов В. А., Пятаков А. П. Физика твёрдого тела, том 45, вып.10, 2003.

Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей биологическими объектами

Филатов Дмитрий Геннадьевич

Сыктывкарский государственный университет

Петраков Анатолий Павлович, д.ф.-м.н.

zuy_91@mail.ru

Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей – это дифракционный метод, который широко используется для изучения надатомной структуры вещества. Этот метод широко применяется в физике конденсированного состояния, при физико-химическом анализе дисперсных систем, в молекулярной биологии и биофизике, при исследовании полимерных веществ, в металлургии и в других областях науки и техники. В малоугловом рассеянии, как правило, применяют излучение с длиной волны порядка нескольких ангстрем. Поскольку межатомные расстояния в конденсированной фазе вещества имеют такой же порядок величины, то для исследования надатомной структуры оказывается достаточным регистрировать дифракционную картину в области малых углов, откуда и получил название сам метод. Важнейшей особенностью данного метода является возможность анализа внутренней структуры разупорядоченных систем.

При данном методе рентгеновский луч падает на исследуемый объект, рассеивается им, и уже рассеянное излучение регистрируется детектором, либо пленкой, при этом дифракционная картина будет выглядеть как кривая уменьшения интенсивности с углом рассеяния. Из полученной кривой рассеяния без привлечения априорных данных об объекте можно определить интегральные характеристики исследуемых частиц: радиус инерции, объем и площадь поверхности, молекулярную массу. Радиус инерции – это параметр, несущий в себе информации о распределении рассеивающей материи относительно центра масс. В зависимости от формы рассеивающей частицы он связан с ее характерными размерами.

Из кривой рассеяния можно вычислить электронную плотность исследуемого объекта. Она находится как Фурье-трансформанта амплитуды рассеяния. Здесь, как правило, сталкиваются с так называемой «фазовой проблемой» (проблема определения фаз амплитуды из полученной экспериментальной интенсивности). По этому в малоугловых исследованиях, как и в кристаллографии, часто используют самосвертку электронной плотности функцию межатомных расстояний, которая является Фурье-трансформантой интенсивности. Хотя она не дает картины расположения атомов, получаемые из нее сведения ценны. Функция межатомных расстояний весьма полезна при построении предварительной модели исследуемой структуры. Также эта функция позволяет судить о пространственной группе симметрии структуры.

Описанную выше процедуру нахождения функции плотности или межатомных расстояний называют «обратной задачей». Зачастую данная задача определения структуры оказывается весьма сложной, либо вообще невозможной, поэтому одним из наиболее часто используемых приемов (он получил название метода моделей) является построение целого ряда предлагаемых моделей исследуемых частиц и сравнение рассеяния на них с экспериментальной кривой. Такой подход уже требует наличие какой-либо априорной информации об объекте (симметрия, наличие субъединиц и т.п.), полученной другими методами (электронная микроскопия, различные физико-химические измерения). Этот метод позволяет искать более тонкие детали строения (в частности, формы) частиц. Часто данный метод применяют при исследовании различных биологических макромолекул: протеинов, нуклеиновых кислот и т.п.

Метод малоуглового рассеяния (МУР) также применяют при исследовании волокнистых структур: тканей живых организмов (например, мышечных), либо различных синтетических волокон.

Объектами исследования настоящей работы были штаммы *Fusarium solani*, выделенные из опухолей гольяна *Phoxinus phoxinus* (L.), обитающего в реках с разными температурными режимами, и мышечные ткани гольяна, пораженные злокачественной опухолью. *Fusarium solani* – это грибы класса дейтеромицеты, клеточная оболочка которых состоит в основном из целлюлозы и хитина.

Целью работы является изучение возможности применения метода МУР для исследования клеточной стенки данных штаммов и мышц гольяна, пораженных злокачественной опухолью.

Работа выполнена в рамках программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2009-2010 годы».

Волоконно-оптический датчик наноперемещений

Черных Дмитрий Сергеевич

Дальневосточный государственный университет путей сообщения

Окишев Константин Николаевич, к.ф.-м.н.

demidrol2004@rambler.ru

Актуальным вопросом в развитии нанотехнологий является создание средств измерения наноперемещений. Известны оптические системы измерения расстояний и перемещений нанометрового диапазона, использующие метод интерферометрии. В работе предложена конструкция датчика наноперемещений на основе волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо.

Классические интерферометрические датчики включают в себя дорогостоящие и сложные в производстве элементы (трипель призм, светоделительные пластины и т.д.), требуют юстировки, занимают значительный объем.

К преимуществам предлагаемого волоконно-оптического датчика наноперемещений можно отнести простоту его конструкции, компактность. Основным элементом датчика является волоконно-оптический разветвитель, что повышает его надежность и экономичность.

На рис.1 представлена принципиальная схема рассматриваемого датчика. Он состоит из подвижной платформы (1), установленной на жестко закрепленной направляющей. Над платформой установлен управляющий механизм (2), главным элементом которого является микрометрический винт с точностью шага до 2,5 мкм (3). Усилие с микрометрического винта через пружины передается на платформу, на другом конце которой находится стеклянная пластинка (4). Перемещение пластинки создает интерференцию оптического излучения, выходящего из закрепленного перпендикулярно ей коннектора (5). Оптическое излучение передается через волоконно-оптический разветвитель (6). Через один его конец излучение с длиной волны 1310 нм и мощностью 2 мВт вводится в разветвитель источником (7), на втором конце располагается оптоэлектронный преобразователь (8), с которого сигнал поступает на запоминающий осциллограф (9).

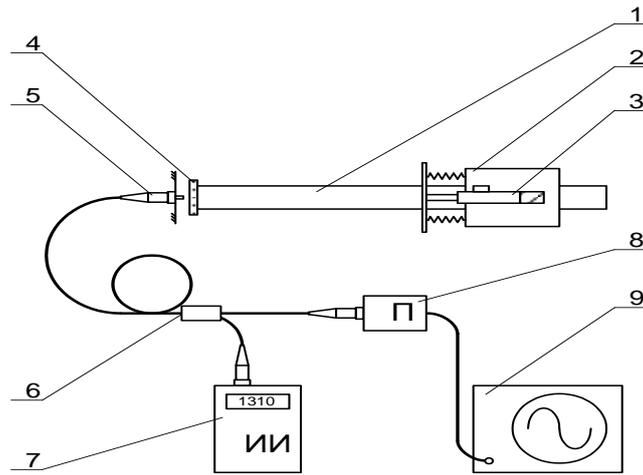


рис.1 Принципиальная схема датчика наноперемещений

В ходе проведенных экспериментов с источником излучения с длиной волны 1310 нм и мощностью 2 мВт на приемнике регистрировалось изменение мощности возвращающегося излучения в зависимости от расстояния между торцом коннектора и поверхностью стеклянной пластинки в диапазоне от 9 до 25 мкм.

Предложенный датчик предполагается использовать для калибровки элементов сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и атомного силового микроскопа (АСМ), а также для исследования различных поверхностей и контроля формирования наноструктур.

Аналитическое определение максимально допустимого угла скола оптического волокна для формирования высококачественного сростка.

Чернышева Мария Анатольевна

Дальневосточный университет путей сообщения

Смеликова Ирина Николаевна

malika_list.ru

Для создания высококачественных сростков оптического волокна необходим контроль над прочностными характеристиками, значением потерь и геометрическими параметрами на каждом процесса сварки. Геометрические параметры уплотнения кварцевого стекла в месте сростка влияют на дисперсию в волокне. Сростки, имеющие деформацию сердечника, обладают повышенной дисперсией. Наиболее сильно увеличивается поляризационная модовая дисперсия. Что приводит к уменьшению скорости передачи информации и ограничению в области применения современных систем мультимплексирования.

Произведем расчет предельно допустимого угла скола α_{max} оптического волокна для случая, изображенного на рис.1а, при котором не возникает утоньшение волокна при последующем его растяжении и проверки на прочность.

В ходе юстировки волокна устанавливаются на расстоянии 9 мкм. Затем происходит расплавление и автоподача волокон на расстояние 14 мкм. Следовательно, происходит вдавливание одного волокна в другое на расстояние $r_{автоп} = 5$ мкм. При этом равнодействующая сил (рис.1) определится:

$$\vec{m}\vec{a} = \vec{F}_{вн.трения} + \vec{F}_{повнатяж} + \vec{F}_{упр} + \vec{F}_{дав.л.поток} + \vec{F}_{автоподачи} + m\vec{g} \quad (1)$$

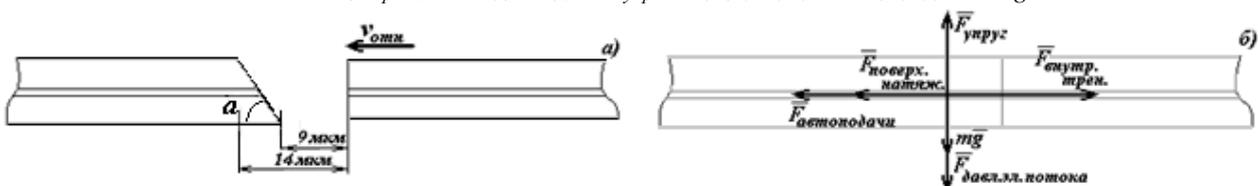


рис.1. Относительное движение волокон при автоподаче – а; действие сил на волокна – б.

Сварка волокон осуществляется посредством электрической дуги сварочного аппарата, которая выделяет энергию равную: $W = 0.0122$ Дж. При этом температура сращиваемых волокон во время действия электрической

дуги: $T_{\text{сварки}} = 794 \text{ }^\circ\text{C}$. Коэффициент вязкости кварцевого стекла при заданной температуре $\eta = 10 \text{ Пуаз} = 100 \text{ Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ [5].

Вытесненное из волокон при вдавливании расплавленное кварцевое стекло образует на поверхности волокон уплотнение близкое к сферической форме. Форма уплотнения зависит от угла скола торцевых поверхностей. Угол между торцевыми поверхностями, изображенный на *рис.2а*, более предпочтителен, хотя он может достигать больших значений. Так как при расположении углов скола, соответствующему *рис.2б*, вдавливание сращиваемых волокон друг в друга происходит более неравномерно. Автоподача нижней части волокон будет происходить медленнее за счет сил сопротивления – внутреннего трения между слоями расплавленного волокна (*рис. 1б*). Кроме того объем вытесненного кварцевого стекла в нижней части будет больше, а значит действие силы поверхностного натяжения в нем будет существеннее, чем в верхней части волокна. Что приведет к изгибу волокна в месте сращения.

Форма уплотнения на месте сращения будет близка к сферической вследствие действия сил поверхностного натяжения и вытянута вниз (*рис.2 в, г*). Такое уплотнение приводит к уменьшению прочности волоконно-оптического сращения при воздействии на него деформации на изгиб и увеличению анизотропных свойств.

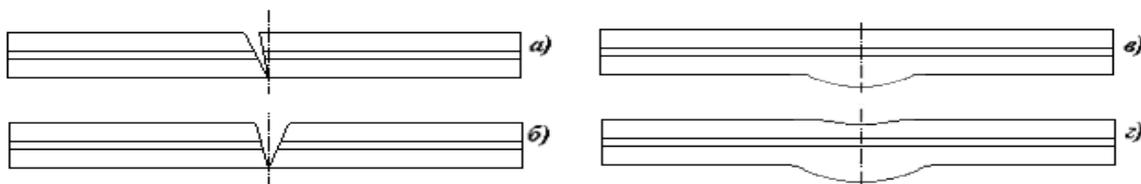


рис.2. Взаимное расположение волокон: а, б) перед сваркой; в, г) после сварки.

Объем вытесненного кварцевого стекла при автоподаче:

$$V_{\text{выт}} = \pi(R_g)^2 r_{\text{автоп}} - \int_0^A \left(\frac{\pi(R_g)^2}{360} \cdot 2 \arccos \frac{R_g - R_{\text{вдав}} \cdot \text{tg} \alpha_{\text{max}}}{R_g} - \frac{R_g(R_g - R_{\text{вдав}} \cdot \text{tg} \alpha_{\text{max}})}{2} \right) dR_{\text{вдав}} \quad (2)$$

где R_g – радиус поперечного сечения волокна, $R_{\text{вдав}}$ – расстояние, на которое вдавливание волокон друг в друга, $A = R_g \cdot \text{tg} \alpha_{\text{max}}$

Автоподача волокон, а значит и растяжение волокон в сварочном аппарате осуществляется силой: $F_{\text{автоподачи}} = 6,446 \cdot 10^{-6} \text{ Н}$, до растяжения длина участка волокна с уплотнением $l = 1,7937 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ [5].

Относительное удлинение при растяжении связано с относительным поперечным сжатием соотношением:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} \quad \varepsilon' = \frac{\Delta d_{\text{волокна}}}{d'_{\text{волокна}}} \quad \varepsilon' = -\mu \varepsilon \quad \frac{\Delta l}{l} = -\mu \frac{\Delta d_{\text{волокна}}}{d'_{\text{волокна}}} \quad (3)$$

Решив совместно уравнения (2) и (3) предельно допустимый угол скола $\alpha_{\text{max}} = 1.0337^\circ$.

Соблюдение требований по подготовке оптических волокон к сварке позволит не только уменьшить вносимые потери линии, но и свести к минимуму анизотропные явления, влияющие на значение хроматической и поляризационной модовой дисперсии.

Список публикаций:

- [1] Чернышева М. А., Смеликова И. Н. // Труды Всероссийской научной конференции «Научно-технические проблемы транспорта, промышленности, образования». Хабаровск Изд-во ДВГУПС. 2008. Т.6. С.46-50
- [2] Смеликова И. Н., Чернышева М. А. //Сборник трудов конференции «Фундаментальные проблемы оптики-2008». Санкт-Петербург. Изд-во СПбГУ ИТМО. 2008. Т.1. С269-271
- [3] Чернышева М. А., Смеликова И. Н.//Труды Всероссийской конференции «Инновационные технологии в автоматике, информатике и телекоммуникациях». Хабаровск Изд-во ДВГУПС. 2008. С.265-269
- [4] Чернышева М. А., Смеликова И. Н.// Материалы международной научной конференции «Оптика кристаллов и наноструктур». Хабаровск Изд-во ДВГУПС. 2008. С.99-103
- [5] Чернышева М. А., Смеликова И. Н.// Труды Самарского конкурса научных работ студентов и молодых исследователей по оптике и лазерной физике». Самара. Изд-во «Универс групп». 2008. С.127-133.

Исследование брэгговского отражения в наноструктурированных волокнах биологического происхождения

Чехлёнок Алексей Анатольевич

Проценко Д.Ю.

Морской государственный университет им. адмирала Невельского

Безвербный А.В., д.ф.-м.н.; Нагорный И.Г., к.ф.-м.н.

dima.prsk@mail.ru

В последнее время активно исследуются процессы распространения световых полей в многослойных наноразмерных структурах. В этой связи особый интерес вызывают оптические свойства биологических микроструктурированных волокон. В природе известны биологические объекты, основу скелета которых составляют формируемые в процессе их роста волоконно-подобные органические микро- и наноструктуры с большим содержанием двуоксида кремния (гидратированный кремнезем). Одними из таких структур являются спикулы стеклянных морских губок, обитающих на глубинах от 30 м до 5 км. По своему строению спикулы представляют нанокompозитный материал – многослойные аксиально симметричные волокна, толстые слои которых сформированы из гидратированного кварца, тонкие – из различных белков [1].

В данной работе исследуются спикулы стеклянных морских губок вида *Hyalonema sieboldi* [2]. Эти губки обитают в южных морях Тихого океана. Фотография поперечного среза спикулы у этого вида губок приведена на рис. 1.

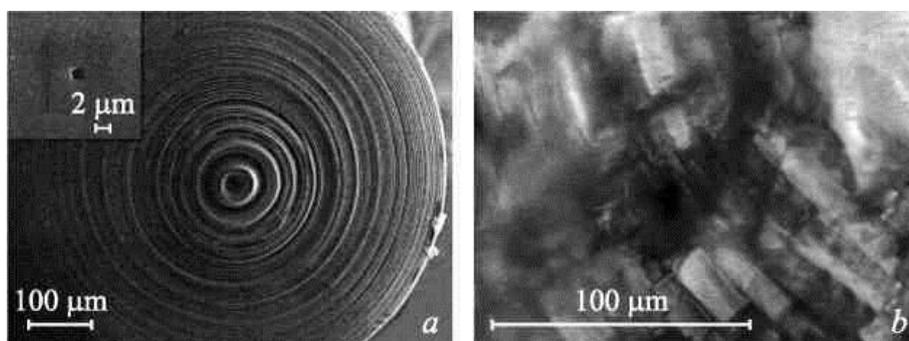


рис. 1. Торец спикулы губки вида *Hyalonema sieboldi*: а – СЭМ-фотография участка, обработанного плавиковой кислотой (HF), на вставке изображена протравленная сердцевина спикулы; б – фотография сколотого неполированного участка (оптический микроскоп).

Цель работы состояла в исследовании процессов брэгговского отражения в многослойных структурах биологического происхождения.

Излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм, проходящее через ирисовую диафрагму, падало на зашлифованный торец спикулы. На выходе был установлен датчик S120, соединенный с измерительным прибором РМ100(Thorlabs), снимающим значения интенсивности прошедшего через спикулу излучения. В работе измерялась зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла падения света на торец спикулы. В эксперименте спикула располагалась на поворотном столике, изменение угла падения входного луча происходило с минимальным шагом 20°. Полученные данные поступали на персональный компьютер, после чего по этим данным строились графики.

На Рис. 2. представлена экспериментальная зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла падения на торец спикулы. Как видно из графика, при увеличении угла падения сначала происходит падение интенсивности выходящего излучения, однако при достижении минимума пропускания (угол падения $\sim 72^\circ$) далее наблюдается медленный рост интенсивности (Рис.3).

Более подробно был проанализирован участок возрастания интенсивности, изображенного на Рис. 3. На наш взгляд, данный рост интенсивности прошедшего через спикулу света может быть обусловлен брэгговским отражением от многослойной структуры. В связи с тем, что спикула является биологическим объектом, содержит примеси и обладает неоднородностью структуры, мы наблюдаем сглаженный рост с незначительным вкладом осцилляций, тогда как теоретические предсказания и экспериментальные данные для случая световодов с полый сердцевинной [3] и в идеализированной оболочкой со слоями одинаковой толщины предсказывают намного более резкие резонансы в пропускании света в зависимости от угла падения света на торец спикулы.

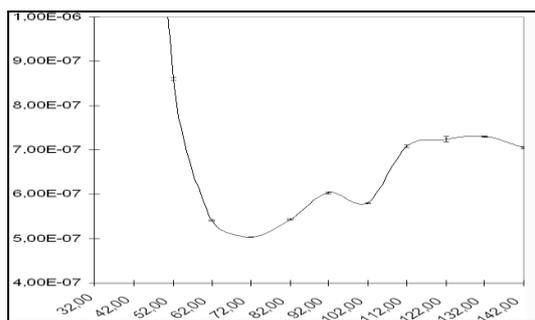


рис. 2. График зависимости интенсивности прошедшего излучения от угла с шагом 10 градусов

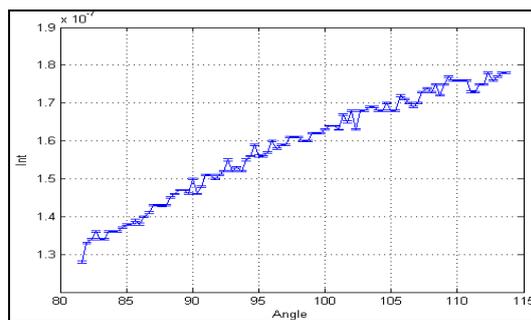


рис. 3. График зависимости интенсивности прошедшего излучения от угла с шагом 20 минут

Таким образом, биологические аксиальные слоистые структуры (спикулы стеклянных морских губок) демонстрируют наличие брэгговских мод в проходящем лазерном излучении, что говорит о высоких отражательных способностях оболочки спикулы за счет процессов когерентного брэгговского рассеяния. Это позволяет говорить о спикулах как о микроструктурированных оптических волноводах [4].

Список публикаций:

- [1] Ю.Н. Кульчин, и др. Фотонные кристаллы на основе природных биоминералов океанического происхождения// Письма ЖТФ.- 2008, т. 34, вып. 15, с. 1- 8
- [2] Г. Эрлих, А.В. Ересковский и др. Современный подход к деминерализации спикул стеклянных губок (PORIFERA:HEXACTINELLIDA) с целью извлечения протейинового матрикса (2006 г.)
- [3] С.О. Коноров и др. Волноводное распространение электромагнитного излучения в полых микроструктурированных и фотонно-кристаллических волокнах ЖЭТФ.– 2003, т. 123, №5, с. 975-990
- [4] А.М. Желтиков. Микроструктурированные световоды для нового поколения волоконно-оптических источников и преобразователей световых импульсов// УФН.– 2007, т. 177, №7, с. 737-762

Исследование спектральных и фотофизических характеристик НАДН методом введения ксантеновых красителей с усилением спин-орбитального взаимодействия

Чурилова Анастасия Сергеевна

Сибирский федеральный университет

Герасимова Марина Анатольевна

Churil_n@mail.ru

Молекулы никотинамидадениндинуклеотида и его восстановленной формы (НАДН) являются важными коферментами в функционировании живых организмов. Участвуя в высокоэнергетических реакциях, НАДН играет ключевую роль в окислительно-восстановительных реакциях как донор электронов в переносе восстановительного потенциала [1]. В процессе переноса электронов важное место занимают различные межмолекулярные взаимодействия НАДН с окружающими молекулами [2]. Спектральные характеристики молекулы НАДН меняются в зависимости от ее окружения в растворе. При изучении структуры биологических молекул и поведения сложных систем активно используются ксантеновые красители как флуоресцентные метки [3].

В данной работе было выполнено исследование спектральных и фотофизических характеристик НАДН при добавлении ряда ксантеновых красителей (флуоресцеина, эозина Y, эритрозина В и розового бенгальского), характеризующихся усилением спин-орбитального взаимодействия, методами лазерной флуоресцентной хроноскопии, абсорбционной и флуоресцентной спектроскопии. Первый метод является особенно чувствительным для изучения межмолекулярных взаимодействий в сложных биологических системах. Концентрации красителей (1,2 – 13 мкМ) и НАДН (10 мкМ) были подобраны таким образом, что оптическая плотность на длине волны возбуждения не превышала 0,1 для минимизации эффектов внутреннего фильтра и реабсорбции.

Снятые при стационарном возбуждении спектры флуоресценции НАДН и поглощения красителей имеют значительное перекрытие. Следовательно, систему НАДН – краситель можно рассматривать, как потенциальную донорно-акцепторную пару, в которой может происходить перенос энергии. В связи с этим были рассчитаны критические радиусы переноса энергии (22,2 – 28,4 Å).

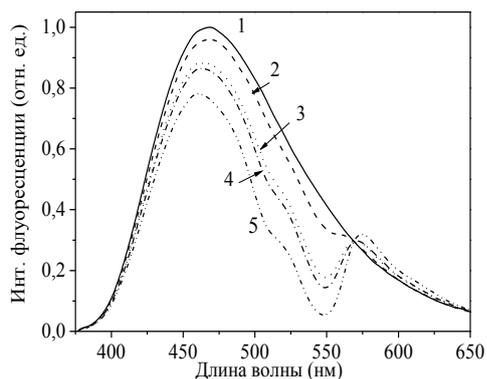


рис. 1. Спектры флуоресценции (λ_{возб} = 370 нм) буферных растворов НАДН при добавлении розового бенгальского концентрации: 1 – 0; 2 – 1,2 мкМ; 3 – 3,4 мкМ; 4 – 7,7 мкМ; 5 – 12 мкМ

присутствии красителей, а также отдельных ксантовых красителей методом счета одиночных фотонов (рис. 2). Свободный НАДН в водном растворе при комнатной температуре существует в двух конформациях: свернутая (наложенные никотинамидное и адениновое кольца) и вытянутая, протяженная (без такого наложения). Среднее время жизни НАДН в водном растворе 444 пс (350 пс (77%) и 760 пс (23%)) [4]. Эти две компоненты времени жизни считаются соответствующими вытянутой и свернутой формам соответственно. Поэтому зарегистрированный спад был описан суммой двух экспонент. Рассчитанное среднее время жизни НАДН равно 0,76 нс. При увеличении концентрации добавляемого красителя оно увеличивается: в случае флуоресцеина до 2,1 нс, а для эозина Y до 0,95 нс. Данный результат может говорить об изменениях в перераспределении излучательных и безызлучательных каналов дезактивации S_1 -состояния НАДН, а также об изменениях конформационной структуры молекул НАДН в буферном растворе при взаимодействии молекул НАДН и соответствующего красителя. В случае эритрозина В и розового бенгальского временные характеристики флуоресценции НАДН не изменяются. На основе зарегистрированных спектров флуоресценции и поглощения при стационарном возбуждении отдельно НАДН и красителей были рассчитаны радиационные времена жизни. Совместный анализ радиационных и экспериментальных времен жизни позволил получить квантовые выходы флуоресценции НАДН при добавлении ряда ксантовых красителей. Было продемонстрировано, что в присутствии флуоресцеина квантовый выход НАДН увеличивается в 3 раза.

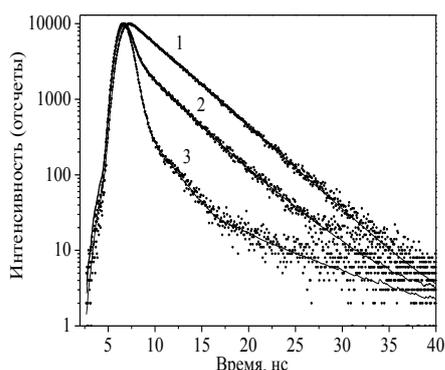


рис. 2. Спад интенсивности флуоресценции буферных растворов флуоресцеина (1), НАДН при добавлении флуоресцеина (2), НАДН (3). Условия съемки: λ_{возб} = 373 нм, λ_{исп} = 470 нм

Таким образом, усиление спин-орбитального взаимодействия в приведенном ряду красителей влияет на данные фотофизические и спектральные параметры.

Список публикаций:

- [1] Ленинджер А. Биохимия. Т. 2. – М.: Мир, (1985).
- [2] Lakowicz J.R., Sztacinski H., Nowaczyk K., Johnson M.L., Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 1271-1275 (1992).
- [3] Fanghanel E., Ortman W., Behrmann K., Willscher S., Turro N.J., Gould I.R., J. Phys. Chem., 91, 3700-3703 (1987).
- [4] Vishwasrao H.D., Heikal A.A., Kasischke K.A., Webb W.W., J. Biol. Chem., 280, 25119-25126 (2005).

Далее были зарегистрированы совместные спектры НАДН и красителей (рис. 1). Видно, что в системе одновременно наблюдается два процесса: тушение НАДН и увеличение интенсивности в области, соответствующей флуоресценции красителя. При учете отдельно снятого прямого возбуждения красителя оказывается, что сенсбилизации его флуоресценции нет. Следовательно, наблюдаемое тушение НАДН в присутствии красителей не является следствием переноса энергии. Напротив, наблюдается значительное (в 2 раза) уменьшение интенсивности флуоресценции красителя в смеси с НАДН. Выявлено, что данное снижение не зависит от галогена, включенного в краситель. При этом в спектрах поглощения коэффициенты молярной экстинкции красителей, в том числе и на длине волны возбуждения, не меняются в смеси с НАДН по сравнению с буфером. При анализе падения интенсивности флуоресценции НАДН в зависимости от концентрации красителей было показано, что эффективность тушения в ряду флуоресцеин → розовый бенгальский растет.

Для того чтобы понять причину наблюдаемого тушения НАДН, были зарегистрированы спады интенсивности флуоресценции буферных растворов НАДН в отсутствие и в присутствии красителей, а также отдельных ксантовых красителей методом счета одиночных фотонов (рис. 2). Свободный НАДН в водном растворе при комнатной температуре существует в двух конформациях: свернутая (наложенные никотинамидное и адениновое кольца) и вытянутая, протяженная (без такого наложения). Среднее время жизни НАДН в водном растворе 444 пс (350 пс (77%) и 760 пс (23%)) [4]. Эти две компоненты времени жизни считаются соответствующими вытянутой и свернутой формам соответственно. Поэтому зарегистрированный спад был описан суммой двух экспонент. Рассчитанное среднее время жизни НАДН равно 0,76 нс. При увеличении концентрации добавляемого красителя оно увеличивается: в случае флуоресцеина до 2,1 нс, а для эозина Y до 0,95 нс. Данный результат может говорить об изменениях в перераспределении излучательных и безызлучательных каналов дезактивации S_1 -состояния НАДН, а также об изменениях конформационной структуры молекул НАДН в буферном растворе при взаимодействии молекул НАДН и соответствующего красителя. В случае эритрозина В и розового бенгальского временные характеристики флуоресценции НАДН не изменяются. На основе зарегистрированных спектров флуоресценции и поглощения при стационарном возбуждении отдельно НАДН и красителей были рассчитаны радиационные времена жизни. Совместный анализ радиационных и экспериментальных времен жизни позволил получить квантовые выходы флуоресценции НАДН при добавлении ряда ксантовых красителей. Было продемонстрировано, что в присутствии флуоресцеина квантовый выход НАДН увеличивается в 3 раза.

Полученные результаты были сопоставлены с фотофизическими характеристиками красителей. Известно, что яркой чертой этого гомологичного ряда красителей является изменение вероятности интеркомбинационной конверсии, которое опосредованно может влиять на характеристики НАДН (внешний эффект тяжелого атома). Вероятность интеркомбинационной $S_1 \rightarrow T_1$ конверсии красителя пропорциональна сумме квадратов констант спин-орбитальной связи $\Sigma \zeta^2$ отдельных атомов. Была найдена корреляция между изменением спектральных и фотофизических свойств НАДН и $\Sigma \zeta^2$ введенных ксантовых красителей. Показано, что константа тушения интенсивности флуоресценции НАДН в присутствии красителя, при переходе от флуоресцеина к розовому бенгальскому, увеличивается при увеличении суммы квадратов констант спин-орбитальной связи, а среднее время жизни флуоресценции – уменьшается.

Влияние температуры на константу скорости $S_0 \rightarrow T$ -перехода молекул акцептора в стеклообразных растворах

Шапалова Анна Михайловна

Дерябин Ростислав Николаевич

Ставропольский государственный университет

Дерябин Михаил Иванович, д.ф.-м.н.

shapovalenok@yandex.ru

Ранее авторами [1] исследовалась зависимость эффективности миграции энергии электронного возбуждения по триплетным уровням бензофенона в ПММА от температуры методом захвата возбуждений на ловушках в стационарном режиме. Поскольку, в результате захвата возбуждения, акцептор (ловушка) переходит в возбуждённое триплетное состояние, то от температуры должна зависеть и константа скорости перехода молекул акцептора из основного синглетного состояния в возбуждённое триплетное состояние. Исследованию влияния термически активированной миграции возбуждений по триплетным уровням молекул донора энергии электронного возбуждения на константу скорости $S_0 \rightarrow T$ -перехода в молекулах акцептора и посвящена настоящая работа.

В качестве донорно-акцепторной пары использовались бензофенон (донор) и нафталин (акцептор). Параметры триплетных состояний её компонентов хорошо известны в литературе. В качестве растворителя использовался толуол марки «ХЧ», который стеклется при быстром замораживании. Концентрация молекул бензофенона в растворе была 0,4 моль/л. Концентрация нафталина составляла 0,2 моль/л. Такие концентрации обеспечивали среднее расстояние между молекулами донора, необходимые для осуществления миграции за счёт обменных взаимодействий и её отсутствие по триплетным уровням акцептора.

Константу скорости перехода k_t молекул акцептора из основного синглетного S_0 -состояния в возбуждённое триплетное T -состояние можно вычислить по формуле $k_t = \frac{1}{\tau_i} - \frac{1}{\tau_T}$, (1)

где τ_i , τ_T – время разгорания и затухания сенсibilизированной фосфоресценции соответственно.

Константа скорости перехода k_t молекул нафталина (акцептора) из основного синглетного состояния в возбуждённое триплетное состояние увеличивается с ростом температуры, так как константа скорости перехода молекул акцептора в триплетное состояние при наличии миграции возбуждения по триплетным уровням молекул донора, прямо пропорциональна вероятности захвата мигрирующего возбуждения. В области низких температур вероятность захвата возбуждения ловушкой [3] определяется выражением

$$P = \frac{1}{A \cdot (e^{\Delta E_a/kT} + 1)}, \quad (2)$$

где A – постоянная величина, ΔE_a – энергия активации.

Для бензофенона $e^{\Delta E_a/kT} \gg 1$, поэтому в знаменателе выражения (2) единицей можно пренебречь. Тогда для изменения вероятности захвата возбуждения ловушкой при увеличении температуры от 77 К до некоторого значения T можно записать

$$\frac{P(T)}{P(77)} = \exp\left(\frac{T_a}{77} - \frac{T_a}{T}\right), \quad (3)$$

Здесь $T_a = \frac{\Delta E_a}{k}$, где k – постоянная Больцмана.

Поскольку величина k_t прямопропорциональна вероятности захвата возбуждения акцептором, то для относительного изменения константы скорости $S_0 \rightarrow T$ -перехода имеем

$$\frac{k_t(T)}{k_t(77)} = \exp\left(\frac{T_a}{77} - \frac{T_a}{T}\right), \quad (4)$$

На (рис.1) приведена теоретическая кривая (сплошная линия) зависимости $P(T)/P(77)$ и экспериментальные значения отношения $k_t(T)/k_t(77)$ для различных температур. Как видно, экспериментальные значения величины $k_t(T)/k_t(77)$ для различных температур с хорошей точностью укладываются на теоретическую кривую.

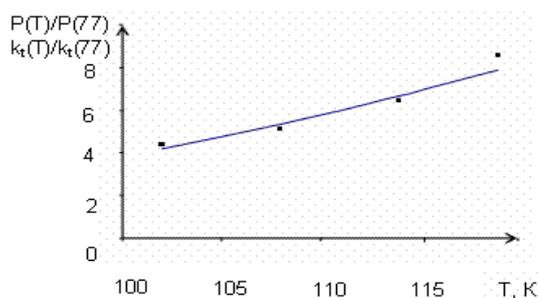


рис. 1. Температурная зависимость вероятности захвата возбуждения, рассчитанная по формуле (5) (сплошная линия): ■-экспериментальное значение отню-го изменения константы скорости $S_0 \rightarrow T$ перехода

Таким образом, термически активированная миграция возбуждений по триплетным уровням молекул донора является причиной температурной зависимости константы скорости перехода молекул акцептора из основного синглетного в возбуждённое триплетное состояние.

Увеличение константы скорости перехода молекул акцептора из основного состояния в возбуждённое триплетное, с ростом температуры, удовлетворительно описывается влиянием температуры на вероятность захвата молекулами акцептора возбуждения, мигрирующего по триплетным уровням молекул донора энергии.

Список публикаций:

[1] С. А. Багнич, А. В. Дорохин, П. П. Перкушевич // *Физика твёрдого тела*, 34, №2, 504-508 (1992).

[2] В. Л. Ермолаев, Е. Н. Бодунов, Е. Б. Свешников и др. *Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения*. -Л.: Наука, 1977. – 311с.

Взаимодействие ультракороткого импульса с молекулярным ионом водорода

Юлкова Виктория Михайловна

Есеев Марат Каналбекович

Поморский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Матвеев Виктор Иванович, д.ф.-м.н.

ulkova@pomorsu.ru

Под ультракороткими импульсами в данной работе понимаются импульсы, длительность которых меньше характерных периодов времени для молекулы-мишени [1]. Напряженность электрического поля в ультракоротких импульсах сопоставима и превосходит внутриатомное поле. Поэтому на характеристики поля можно не налагать ограничения, связанные с применением теории возмущений и использовать непertурбативные подходы. Поле ультракороткого импульса оказывает на атомы встряскообразное возмущение. Это воздействие не осложнено длительным процессом временной эволюции и перестройки атомных состояний. Встряхивание атома обуславливает различные электронные переходы внутри атома, что сопровождается переизлучением налетающего ультракороткого импульса. Предварительно авторами исследовались неупругие процессы в атомах при столкновении с быстрыми многозарядными ионами и ультракороткими импульсами электромагнитного поля [2]. Полученные спектры переизлучения позволили исследовать корреляционные эффекты на примере атома гелия [3] и сформулировать динамические критерии корректности аналитических волновых функций [4]. В работе [5] были рассчитаны парциальные спектры переизлучения при взаимодействии с водородоподобными ионами или атомами. Отдельной задачей является расчет спектров переизлучения ультракоротких импульсов электромагнитного поля на молекуле водорода. Расчет с молекулой водорода усложнен двухцентровым рассеянием падающего ультракороткого импульса, учетом межэлектронных корреляций и выстроенности рассеивающих центров. В общем случае мы можем использовать приближение Гайтлера-Лондона [6] для описания молекулы водорода, однако получение спектра переизлучения в аналитической форме в этом случае затруднительно. Однако в случае молекулярного иона водорода H_2^+ можно использовать наши расчеты по парциальным спектрам переизлучения ультракоротких импульсов на атоме водорода. Основная идея заключается в том, что ультракороткий импульс электромагнитного поля сопоставим по размерам с межъядерным расстоянием. Можно рассматривать взаимодействие с электроном отдельно на каждом ядре и на двух ядрах одновременно.

Пусть ультракороткий импульс электромагнитного поля гауссовой формы взаимодействует с молекулярным ионом. По сути дела на ион падает плоская электромагнитная волна в виде ультракороткого импульса длительностью τ . Напряженность электрического поля импульса задается выражением:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp\{-\alpha^2(t - \frac{\mathbf{k}_0 \mathbf{r}}{\omega_0})^2\} \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}),$$

где α – параметр затухания в гауссовом импульсе принимает значения $\alpha = 1/\tau$, ω_0 – частота налетающего ультракороткого импульса, \mathbf{k}_0 – его волновой вектор, \mathbf{E}_0 – амплитуда напряженности поля в ультракоротком электромагнитном импульсе [1] (здесь и ниже использована атомная система единиц). Вероятность возбуждения атома в приближении внезапных возмущений:

$$W_{0n} = \left| \langle \varphi_n | \exp\left(-i\mathbf{q} \sum_{a=1}^N \mathbf{r}_a\right) | \varphi_0 \rangle \right|^2,$$

где φ_0 и φ_n принадлежат полной ортонормированной системе собственных функций невозмущенного гамильтониана, \mathbf{q} – переданный атому импульс при встряске ультракоротким импульсом. Просуммировав парциальный спектр по всем конечным состояниям атома φ_n , найдем полный спектр излучения для молекулярного иона:

$$\frac{d^2 W}{d\Omega_k d\omega} = \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_0 | \left[\frac{\partial \tilde{V}(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] \left[\frac{\partial \tilde{V}^*(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] | \varphi_0 \rangle.$$

где $\tilde{V}(\omega)$ – Фурье-образ возмущения со стороны ультракороткого импульса. В качестве волновых функций основного состояния для иона выберем [6] выражение

$$\psi = [2(1+S)]^{-1/2} (\psi_A + \psi_B),$$

где S – интеграл перекрытия, $\psi_{A,B}$ – водородоподобные волновые функции на первом и втором ядре. При подстановке данной волновой функции в выражение для спектра переизлучения получаем при произвольном конечном состоянии молекулярного иона:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 W}{d\Omega_k d\omega} &= [(1+S)]^{-1} \left(\frac{d^2 W_{AA}}{d\Omega_k d\omega} + \frac{d^2 W_{AB}}{d\Omega_k d\omega} \right), \\ \frac{d^2 W_{AA}}{d\Omega_k d\omega} &= \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_A | \left[\frac{\partial \tilde{V}(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] \left[\frac{\partial \tilde{V}^*(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] | \varphi_A \rangle, \\ \frac{d^2 W_{AB}}{d\Omega_k d\omega} &= \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \langle \varphi_A | \left[\frac{\partial \tilde{V}(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] \left[\frac{\partial \tilde{V}^*(\omega)}{\partial \vec{r}} \times \mathbf{n} \right] | \varphi_B \rangle. \end{aligned}$$

Первое слагаемое соответствует спектру переизлучения на отдельных центрах. Это соответствует двум последовательным взаимодействиям ультракороткого импульса с электроном на первом и втором ядре. Второе слагаемое интерференционное, представляет спектр переизлучения, когда электрон оказывается в поле импульса и поле обоих ядер одновременно. Проинтегрировав выражения по углам вылета переизлученных фотонов запишем для первого спектра:

$$\frac{dW_{AA}}{d\omega} = \frac{2}{3\pi c^3 \omega} |f_0(\omega)|^2 \mathbf{E}_0^2 \left(1 + \frac{\omega^2}{c^2}\right),$$

где функция $f_0(\omega)$ зависит от параметров ультракороткого импульса. Для второго слагаемого аналитического выражения получить не удастся, по численным оценкам оно составляет в первом приближении величину порядка $dW_{AB}/d\omega \approx S dW_{AA}/d\omega$. Роль этого слагаемого существенно возрастает при уменьшении межъядерного расстояния. В итоге мы получаем спектр переизлучения на молекулярном ионе в адиабатическом приближении. Учет переизлучения на двух центрах одновременно существенно меняет спектр.

Список публикаций:

- [1] Матвеев В.И. // ЖЭТФ. – 2003. – Т. 124. – № 5(11). – С. 1023.
 [2] Есеев М. К., Матвеев В. И. // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – №8. – С. 28.
 [3] Есеев М.К., Матвеев В.И. // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т. 104. – №6. – С. 885.
 [4] Есеев М.К., Абикулова Н.В., Юлкова В.М., Тюкин Д.А. // Труды XII-ой научной конференции молодых ученых и специалистов ОИЯИ. – Дубна, 2008. – С. 118.
 [5] Есеев М.К., Матвеев В.И., Абикулова Н.В. // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т. 106. – №2. – С. 231.
 [6] Давыдов А.С. // Квантовая механика. М.: Наука, 1973. 702 с.

Влияние облучения и отжига на фотолюминесценцию детекторов ТЛД-К и ТЛД-500

Юрьева Юлия Борисовна

Червова Ирина Григорьевна

Кемеровский государственный университет

Алукер Надежда Леонидовна, к.ф.-м.н.

iy-Jyreva@mail.ru

В настоящее время наиболее перспективными материалами для термолюминесцентной дозиметрии являются оксиды алюминия и кремния. Они обладают высокой чувствительностью к излучению, дешевы, их основные дозиметрические характеристики не уступают характеристикам распространенных систем на основе LiF. Детекторы на основе аниондефектного оксида алюминия (ТЛД-500) и стеклообразного оксида кремния (ТЛД-К) в настоящее время уже достаточно широко используются в дозиметрической практике.

Так как энергия смещения катионов и анионов в междоузлии в этих системах велика, то для изучения стабильных радиационных дефектов, создаваемых по ударному механизму используется облучение нейтронами или высокоэнергетическими частицами. В спектре оптического поглощения номинально чистого $\beta\text{-Al}_2\text{O}_3$ после облучения нейтронами выявляются несколько полос поглощения, наиболее интенсивная из которых обусловлена F центрами (F-центр представляет собой кислородную вакансию, захватившую два электрона). Достаточно хорошо идентифицирована и полосы поглощения F^+ центров (вакансия кислорода с одним захваченным электроном). При облучении ниже пороговых энергий наиболее вероятным механизмом образования дефектов является перезарядка уже существующих в кристалле дефектов. В спектре поглощения проявляются те же полосы поглощения F и F^+ центров. Кроме радиационного способа, дефекты вакансионного типа могут быть созданы термохимическим окрашиванием кристаллов. В настоящее время твердо установлено, что для обеспечения дозиметрических свойств номинально чистого $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, необходимо наличие дефектов анионвакансионного типа, которые создаются за счет высокотемпературной обработки образца в вакууме (2327-1473 К) в присутствии углерода. Аналогичные условия обработки стеклообразного SiO_2 приводят к формированию ТЛ активности материала ТЛД-К.

В термостимулированной люминесценции детекторов ТЛД-К и ТЛД-500 выше комнатной температуры при дозах облучения, характерных для индивидуальной дозиметрии проявляется по одному основному пику ТСЛ при 435 и 455 К соответственно. При высоких дозах облучения (>10 Гр) в обеих системах начинает проявляться более высокотемпературный пик в районе 570-590.

На *рис.1* приведены спектры поглощения реальных детекторов ТЛД-К и ТЛД-500. Край поглощения детектора ТЛД-К находится в районе 300 нм, ТЛД-500 имеет максимум поглощения 203 нм (F-центры).

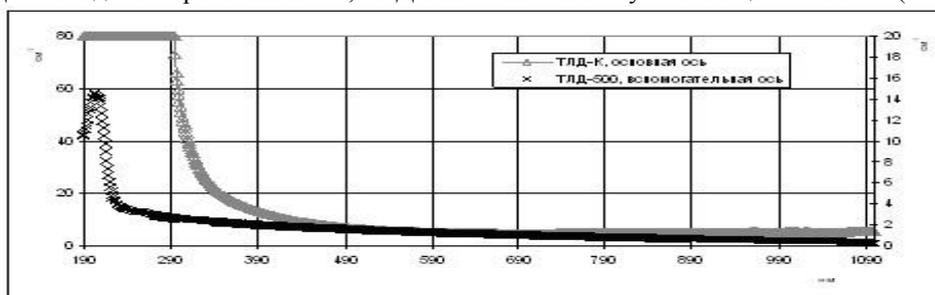


рис.1. Спектры поглощения детекторов ТЛД-К и ТЛД-500

В спектрах ТСЛ и фотолюминесценции дозиметрического анион-дефектного $\beta\text{-Al}_2\text{O}_3$ проявляется люминесценция в области 410-420 нм (F-центры), 330 нм (F^+ -центры) и 689 нм (Cr^{3+} -центры). По оценкам выходов фотолюминесценции концентрация F^+ -центра составляет $\sim 10^{18}$, F-центра $\sim 4 \cdot 10^{16}$, Cr^{3+} -центра $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (*рис.2*).

Отжиг (770°C) влияет на соотношение концентрации дефектов в ТЛД-500, после отжига наблюдается уменьшение концентрации собственных дефектов (F^+ -, F-центры) в 1,25 раза и увеличение примесных (Cr^{3+} -центры) – в 1,5 раза. При облучении (доза облучения 5 кГр) происходит уменьшение концентрации F^+ -центра на 1-2 порядка, и концентрации F-, Cr^{3+} -центров в 1,5-2 раза.

В дозиметрах ТЛД-КМ в спектре люминесценции наблюдаются перекрывающиеся полосы 360 и 400 нм, максимум возбуждения которых приходится на 330 нм. В области коротковолнового УФ люминесценция ТЛД-КМ не возбуждается (*рис.3*).

На основании изучения оптических характеристик непосредственно детекторов ТЛД-К и ТЛД-500 можно сделать вывод о том, что ведущую роль в фото и термолюминесценции играют F^+ -центры т.к. их концентрация на порядок выше, чем концентрации других центров окраски.

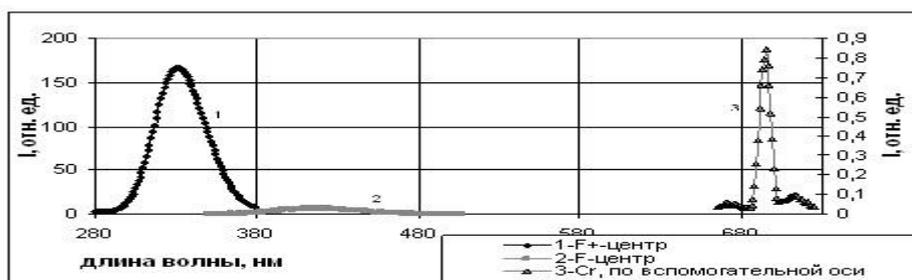


рис.2. Спектры фотолюминесценции ТЛД-500К: 1 - F^{+} -центры (возбуждение 260 нм), 2 - F^{+} -центры (возбуждение 210 нм), 3 - Cr^{3+} -центры (возбуждение 410 нм)

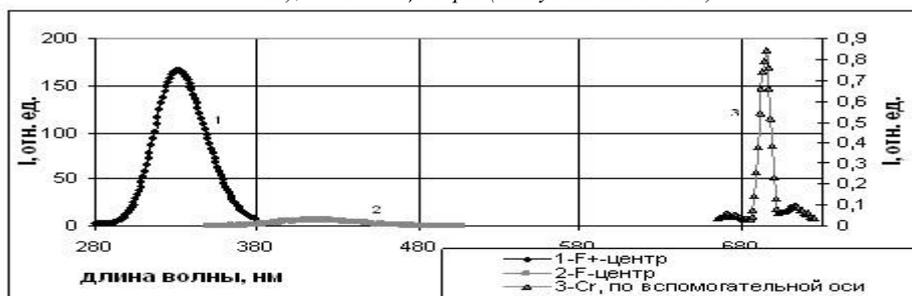


рис. 3 Возбуждение и люминесценция ТЛД-К и ТЛД-500 в одинаковых условиях

В связи с тем, что оба материала принадлежат к материалам на основе кислорода, имеют близкие ширины запрещенной зоны (в Al_2O_3 9,6 эВ, в SiO_2 – 9 эВ), основным механизмом создания стабильных радиационных дефектов является ударный механизм, обеспечиваются близкие условия синтеза (высокотемпературный отжиг в присутствии углерода), наблюдаются близкие характеристики дозиметрических пиков (форма пика, энергия активации, полуширины пиков, наличие глубоких ловушек), по всей видимости, механизмы ТЛ ответственной за основной дозиметрический пик, в данных материалах идентичны. Однако окончательной, стройной картины механизма, обеспечивающего всю совокупность экспериментальных фактов в этих дозиметрических материалах до настоящего времени не существует.

Фотоника супрамолекулярных наноразмерных структур

Дружинин Анатолий Владимирович

Овчинникова Ирина Георгиевна

Институт физики металлов УрО РАН, Институт органического синтеза УрО РАН

Druzhinin@imp.uran.ru

Действие сорокалетнего «закона Мура», согласно которому объемная плотность полупроводниковых элементов удваивается каждые полтора года, заканчивается в силу достижения физических пределов. Поиски новых принципов записи информации и разработка её носителей ведется широким фронтом, в том числе и в области инженерии высокоорганизованных управляемых молекулярных структур – синтетических аналогов биологических молекул. Такими исследованиями и синтезом занимается супрамолекулярная химия – междисциплинарная наука на стыке химии, биологии и физики.

Термин «супрамолекулярная химия», введенный в 1978 г. лауреатом Нобелевской премии Жан-Мари Леном [1], определяет химию ассоциированных молекулярных образований - сложных конструкций заданной архитектуры.

В основе таких информационных супрамолекулярных устройств лежит их способность реагировать на внешние воздействия изменениями в своей структуре. Исходя из наличия фото-, электро-, или ионоактивных компонентов в супрамолекулярных структурах выделяют три области исследования супрамолекулярной химии: фотоника, электроника и ионика. В докладе рассмотрены основные принципы супрамолекулярной фотоники на ряде примеров и исследований, в том числе, проводимых в Институте органического синтеза УрО РАН [2-5].

Различают фотофизические (фосфоресценция, люминесценция) и фотохимические изменения оптических свойств наноразмерных супрамолекулярных структур. В основе фотохимических превращений лежат фотоиндуцируемые процессы изомеризации или перициклические реакции. В частности, в докладе демонстрируются принципы комплементарности фоточувствительных компонентов в пространстве, во времени, в энергетическом диапазоне на примере фотохимических превращений диарилпроизводных этилена и халконо-подандов в таких высокоупорядоченных средах, как кристаллы [2-4,5].

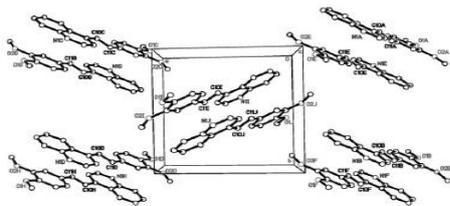


рис. 1

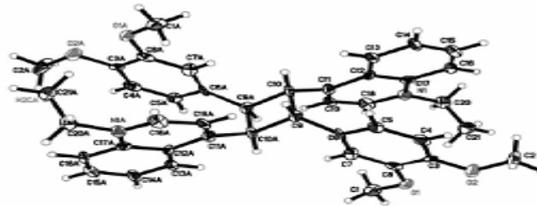


рис. 2

Так, в результате фотолиза в кристаллах молекулы стилибеновых красителей (рис. 1) в процессе стереоспецифичной реакции [2+2]-циклоприсоединения димеризуются с образованием соответствующих циклобутанов (рис. 2), в том числе и краунированных.

Список публикаций:

- [1] *Супрамолекулярная химия. Концепции и перспективы / Ж.-М. Лен; Пер. с англ.-Новосибирск:Наука. Сиб. предприятия РАН,1998 –334 с.*
 [2] Л.Г. Кузьмина, А.И. Ведерников, С.К. Сазонов и др., *Кристаллография*, 2008, **53**, № 3, 460.
 [3] А. И. Ведерников, Л. Г. Кузьмина, С. К. Сазонов, Н. А. Лобова, П.С. Логинов, А. В. Чураков, Ю.А. Стреленко, Дж.А.К. Ховард, М.В. Алфимов, С.П. Громов, *Изв. АН. Сер. хим.*, 2007, № 9, 1797.
 [4] L.G. Kuz'mina,A.I.Vedernikov,N.A.Lobova,A.V. Churakov,J.A.K. Howard,M.V. Alfimov,S.P. Gromov,*New J.Chem.*,2007,**31**, 980.
 [5] И.Г. Овчинникова, О.В. Федорова, П.А. Слепыхин, И.А. Литвинов, Г.Л. Русинов, *Кристаллография*, 2009, т. **54**, № 1, 32.

Магнетизм и спектроскопия
Дружинин Анатолий Владимирович
 Институт физики металлов УрО РАН
druzhinin@imp.uran.ru

Название доклада заимствовано у выдающегося немецкого физика-теоретика Арнольда Зоммерфельда (1968-1951), который в октябре 1930 г. на Сольвеевском конгрессе сделал одноименный доклад [1]. В своем сообщении классик физики попытался объяснить величины магнитных моментов атомов и молекул с позиций только что созданной квантовой механики. При этом он использовал новые понятия, правила и принципы: осевое (спиновое) квантовое число, множитель расщепления Ланде (g-фактор), мультиплеты, правило Хунда и основной терм электронной конфигурации, принцип Паули и др. Значительная часть этих понятий и представлений сегодня, через много лет, укоренилась и стала базовой с несколько измененными первоначальными смыслами. Правило Хунда и принцип Паули до сих пор не нашли своего строгого квантово-механического обоснования. «Спектроскопия» в докладе Зоммерфельда – оптическая, поскольку в то время другой спектроскопии (ЭПР, ЯМР, ЯГР) не было. Чтение [1] очень полезно для начального изучения данной темы.

В настоящем докладе рассматривается ферро- и антиферромагнитное состояние с точки зрения особого строения электронных состояний твердого тела с различными проекциями спина в «оптическом» интервале энергий (до 10 эВ). На примере электронной структуры ферромагнитного железа демонстрируется спектральный состав приведенного на атом магнитного момента. При этом объясняются принципы формирования спектров оптической проводимости для продольных и поперечных спиновых состояний.

В рамках неравновесной термодинамики обсуждается механизм [2,3], как эффект самоорганизации, возникновения доменной структуры – неотъемлемого признака как ферро-, так и антиферромагнитного состояния твердого тела.

Предлагается микроскопический механизм диссипации энергии при перемагничивании ферромагнетиков, приводящий к появлению магнитного гистерезиса, последовательной теории которого до сих пор не создано.

В докладе представляется геометрическая и поляризационная классификация линейных по намагниченности магнитооптических эффектов. Для них приводятся феноменологические формулы, связывающие величины эффектов с электродинамическими характеристиками, углом падения и поляризацией исходного излучения. Подробно излагаются методические особенности измерения каждого из эффектов. Обсуждается информационная ценность спектральных магнитооптических измерений.

Демонстрируется схема новой магнитооптической методики, используемой для экспериментальной проверки электродинамической эквивалентности соседних антипараллельных доменов.

Автор благодарит своих коллег В.М. Маевского, В.И.Варенкова и Ю.И.Кузьмина за сотрудничество по обсуждаемой тематике и за помощь в подготовке доклада.

Список публикаций:

- [1] Зоммерфельд А. *Магнетизм и спектроскопия* // УФН. 1932. Т. XII. вып. 2-3. С. 320 -342.
 [2] Пригожин И., Стенгерс И. *Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой: Пер. с англ./ общ. Ред. В.И.Аришинова, Ю.Л.Климонтовича и Ю.В.Сачкова.* – М. Прогресс, 1986. -432с.
 [3] Пригожин И. *Нобелевская лекция по химии 1977г. Время, структура и флуктуации.* // УФН. 1980. Т. 131 вып. 2. С. 185 –207.