

9-Оптика. Лазеры. Материалы оптоэлектроники

Антипова Светлана Александровна, магистрант 1 года
Российский Государственный Педагогический Университет, физики
Исследование свойств слоев диоксида ванадия, бомбардированного электронами
Научный руководитель: Ханин Самуил Давидович, д.ф.-м.н.
E-mail: luchik2002@fromru.com стр. 338

Астаховская Мария Михайловна, аспирант
Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет, естественных наук и гуманитарного образования
Возможности применения процессов оптической фильтрации для изучения фазовых объектов
Научный руководитель: Васильев Борис Петрович, к.т.н.
E-mail: ast_mar@freemail.ru стр. 339

Афоница Светлана Александровна, 5 курс
Брянский Государственный Университет, физико-математический
Исследование теплопроводности кристаллов GSGG:Nd,Cr в интервале температур 50-300 К
Научный руководитель: Попов Павел Аркадьевич, к.ф.-м.н.
E-mail: ffbgubry@rol.ru стр. 340

Голубев Максим Павлович, магистрант 1 года
Новосибирский Государственный Университет, физический
Оптический метод регистрации тепловых потоков
Научный руководитель: Павлов Александр Алексеевич, к.ф.-м.н.
E-mail: Nspawn@gorodok.net стр. 341

Григорьев Александр Николаевич, аспирант
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем
Исследование эпитаксиальных фоточувствительных структур на основе гетероперехода InGaASSb/GaSb
Научный руководитель: Гаврушко Валерий Владимирович, д.т.н.
E-mail: gss2@yandex.ru стр. 342

Денисов Павел Евгеньевич, аспирант
Томский Государственный Университет, радиофизический
Модулятор света на основе нелинейного кольцевого интерферометра
Научный руководитель: Пойзнер Борис Николаевич, к.ф.-м.н.
E-mail: pavden@mail.ru стр. 343

Деткова Вера Михайловна, аспирант 2 года
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Активно-нелинейные кристаллы с регулярной доменной структурой как высокоэффективный лазерный материал
Научный руководитель: Машек Игорь Чеславович, д.ф.-м.н.
E-mail: vera12749@rambler.ru стр. 344

Дорош Ольга Викторовна, 4 курс
Кубанский Государственный Университет, физико-технический
Изготовление и исследование интегрально-оптических поляризаторов
Научный руководитель: Яковенко Н. А., д.т.н.
E-mail: dorosh@phys.kubsu.ru стр. 345

Куликов Сергей Юрьевич, 4 курс
Челябинский Государственный Педагогический Университет, физический
Физические свойства КГВ обусловленные примесями
Научный руководитель: Брызгалов Александр Николаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: serega_zenit@74.ru стр. 346

Литвинова Ман Нен, аспирант
Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, естественно-научный
Электрооптическая модуляция монохроматического света в кристалле ниобата лития
Научный руководитель: Криштоп Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.
E-mail: fizika@festu.khv.ru стр. 347

Макаров Андрей Вадимович, аспирант 2 года
Томский Государственный Университет, радиофизический
Регистрация модельных частиц с помощью имитатора погружаемой голографической камеры
Научный руководитель: Дёмин Виктор Валентинович, к.ф.-м.н.
E-mail: makeer@post.tomica.ru стр. 348

Ольшук Алексей Сергеевич, магистрант 1 года
Томский Государственный Университет, радиофизический
Цифровое голографическое видео живых микрообъектов
Научный руководитель: Дёмин Виктор Валентинович, к.ф.-м.н.
E-mail: olshukov@mail.ru стр. 349

Павлов Алексей Александрович, магистрант 1 года
Новосибирский Государственный Университет, физический
Способ регистрации интерферограмм фазовых объектов с формированием опорного пучка от отдельного источника света
Научный руководитель: Бойко Виктор Михайлович, д.ф.-м.н.
E-mail: ealex@ngs.ru стр. 350

Пикуль Ольга Юрьевна, аспирант 3 года
Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, естественно-научный
Особенности формирования `мальтийского креста` в коноскопических фигурах
Научный руководитель: Строганов В.И., д.ф.-м.н.
E-mail: pikoul@mail.redcom.ru стр. 351

Пичкин Дмитрий Сергеевич, 5 курс
Мордовский Государственный Университет, физический
Компьютерное моделирование модовой структуры излучения в волоконных световодах
Научный руководитель: Нищев Константин Николаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: nishchev@mrsu.ru стр. 352

Польских Ирина Александровна, 5 курс
Новосибирский Государственный Технический Университет, физико-технический
`Красная граница` антистоксовой флуоресценции красителей в матрицах
Научный руководитель: Мешалкин Юрий Петрович, д.ф.-м.н.
E-mail: polskih_i@ngs.ru стр. 353

Рябцев Андрей Геннадьевич, аспирант 2 года
Белорусский Государственный Университет, физический
Спектральные характеристики кристаллов ортованада иттрия, активированных редкоземельными ионами
Научный руководитель: Буров Леонид Иванович, к.ф.-м.н.
E-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by стр. 354

Рябцев Андрей Геннадьевич, аспирант
Белорусский Государственный Университет, физический
Определение матричных элементов излучательных переходов в активных слоях лазерных диодов
Научный руководитель: Буров Леонид Иванович, к.ф.-м.н.
E-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by стр. 355

Сакович Сергей Иванович, магистрант 1 года
Алтайский Государственный Университет, физико-технический
Взаимодействие низкоинтенсивного лазерного излучения с кровью человека.
Научный руководитель: Букатый Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: sakovich.584@phys.dcn-asu.ru стр. 355

Свердлов Михаил Сергеевич, 4 курс
Челябинский Государственный Педагогический Университет, физический
Физические свойства граната обусловленные примесями
Научный руководитель: Брызгалов Александр Николаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: Mickey-74@yandex.ru стр. 357

Соснина Юлия Владимировна, 5 курс
Ростовский Государственный Университет, физический
О возможностях реализации субпикосекундных газовых лазеров.
Научный руководитель: Латуш Евгений Леонидович, д.ф.-м.н.
E-mail: latush@phys.rsu.ru стр. 358

Сунэ Екатерина Федоровна, магистрант 1 года
Российский Государственный Педагогический Университет, физики
Исследование свойств слоев диоксида ванадия, легированного вольфрамом.
Научный руководитель: Ханин Самуил Давидович, д.ф.-м.н.
E-mail: soune@rambler.ru стр. 359

Стой Александр Вячеславович, доцент
Космопольск-на-Амуре Государственный Технический Университет, экологии и химической технологии
Коноскопические фигуры одноосных кристаллов в слабодиффракционных пучках
Научный руководитель: Строганов Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: kof@knastu.ru стр. 360

Файчук Виталий Сергеевич, 1 курс
Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, естественно-научный
Индикатрисы рассеяния когерентного излучения
Научный руководитель: Максименко Виталий Александрович, к.ф.-м.н.
E-mail: mva30@mail.ru стр. 361

Фесенко Александр Анатольевич, магистрант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Газовые лазеры на комбинированных разрядах типа положительный столб-полый катод (ПС-РПК) и положительный столб-двойной слой (ПС-ДС).
Научный руководитель: Латуш Евгений Леонидович; Чеботарев Геннадий Дмитриевич, д.ф.-м.н.; к.ф.-м.н.
E-mail: latush@phys.rsu.ru стр. 361

Фесенко Александр Анатольевич, магистрант 2 года
Ростовский Государственный Университет, физический
Исследование возможностей повышения энергетических характеристик рекомбинационного He-Sr лазера за счет увеличения давления активной среды.
Научный руководитель: Чеботарев Геннадий Дмитриевич; Пруцаков Олег Олегович, к.ф.-м.н.
E-mail: latush@phys.rsu.ru стр. 361

Филиппова Ирина Сергеевна, аспирант
Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, естественно-научный
Смещение необыкновенных лучей в четырехлучеотражающих призмах
Научный руководитель: Строганов Владимир Иванович, д.ф.-м.н.
E-mail: RihaF@yandex.ru стр. 363

Шамаев Алексей Михайлович, 4 курс
Тульский Государственный Университет, естественно-научный
Использование свойств магнитных полярнов в керамике Fe₂O₃TiO₂ для оптической реверсивной записи информации
Научный руководитель: Дикова Евгения Евгеньевна,
E-mail: dicova@rambler.ru стр. 364

Исследование возможностей изменения оптических свойств поликристаллических пленок диоксида ванадия

Антипова Светлана Александровна

Российский Государственный Педагогический Университет

Ханин Самуил Давидович д.ф.-м.н.

luchik2002@fromru.com

Диоксид ванадия представляет наибольший интерес среди материалов с фазовым переходом «металл-полупроводник» (ФПМП), что связано с возможностью создания на его основе устройств оптической памяти оптических ограничителей мощных световых потоков. Диоксид ванадия обнаруживает ФПМП при температуре 67°С, сопровождающийся температурным гистерезисом оптических и электрических параметров, в частности отражательной способности [1].

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования оптики фазовых переходов в поликристаллических пленках диоксида ванадия. Устройства памяти и ограничители мощных световых потоков предъявляют противоположные требования к температурным зависимостям оптических параметров материала. Для создания устройств памяти необходимо, чтобы петля температурного гистерезиса отражательной способности материала была широкой, а протяженность ее ветвей по температуре минимальной, для того чтобы обеспечить максимальную глубину модуляции считывающего сигнала и исключить критичность характеристик устройства записи к колебаниям температуры при работе системы в режиме запоминания. В то время как для создания оптических ограничителей требуется узкая и возможно более протяженная по температуре петля термического гистерезиса отражательной способности, чтобы обеспечить достаточную глубину отрицательной оптической обратной связи [2].

В пленках диоксида ванадия по сравнению с монокристаллами ФПМП значительно размыт по температуре, что следует из исследования температурных зависимостей отражательной способности. У пленок как восходящая, так и нисходящая ветви петли имеют значительную протяженность по температуре. Размытие ФП в пленке объясняется сосуществованием полупроводниковой и металлической фаз, которое является следствием того, что в VO₂ происходит ФП, и каждая из фаз может независимо существовать по обе стороны от точки ФП. Наиболее вероятными причинами такого поведения может являться наличие механических напряжений, а также неоднородностей по составу.

Тонкослойные структуры на основе диоксида ванадия получались методом: лазерной абляции металлического ванадия в кислородосодержащей атмосфере, с последующим облучением материала потоком электронов. Наряду с такими опытными образцами в процессе синтеза были получены поликристаллические слои диоксида ванадия, при синтезе которых варьировали давление кислорода.

В настоящей работе проводилось изучение морфологии поверхности полученных образцов с помощью атомно-силового микроскопа SMENA A.

Как показали исследования поверхности изученных образцов диоксида ванадия с помощью атомно-силового микроскопа, пленки обладают зернистой структурой, и изменение условий синтеза приводит к изменению размеров зерен.

Наблюдается также отличие в форме петель температурного гистерезиса отражательной способности пленок диоксида ванадия. При большом давлении кислорода синтезируются пленки обладающие асимметричной петлей температурного гистерезиса. В то время, как при уменьшении давления при синтезе форма петли становится симметричной. При изучении петли температурного гистерезиса пленок диоксида ванадия, облученных потоком электронов, обнаружено смещение петель на 5-10 градусов в сторону низких температур.

Главная петля температурного гистерезиса отражательной способности складывается из элементарных петель, присущих отдельным зернам кристаллитам пленки. В результате сложения таких элементарных петель получается симметричная петля температурного гистерезиса, так как при исследовании пленки диоксида ванадия при малом давлении зерна примерно одинакового размера. При увеличении давления наблюдается существенный разброс зерен по размерам, элементарные петли, характерные для данных зерен имеют различную ширину и распределяются по положениям на температурной шкале. В результате, при сложении таких элементарных петель получается асимметричная петля гистерезиса.

Положение петли на шкале температур определяется температурой равновесия фаз, которая зависит от числа кислородных вакансий в зерне, играющих роль поставщиков носителей заряда (доноров). Концентрация дефектов нестехиометрии определяется давлением кислорода. Чем выше концентрация в зерне носителей заряда, поставляемых донорами, тем ниже температура равновесия. Предполагается, что асимметрия возникает в результате корреляции между размерами зерен и степенью их нестехиометрии по кислороду.

Можно считать установленным, что при облучении электронами образуются радиационные дефекты за счет разрыва связи и ухода кислорода через поверхность пленки [3]. Поскольку для окисных пленок является характерной зернистая структура, причем каждое зерно представляет собой сложное образование с центральным ядром и оболочкой из окислов, содержание кислорода в которых увеличивается от середины к периферии, то при бомбардировке электронами избыточные атомы ванадия остаются в виде доноров в полупроводниковой оболочке зерна.

Таким образом, результаты проведенных структурных и оптических исследований указывают на корреляцию параметров петли температурного гистерезиса отражательной способности интерференционных структур с распределением кристаллитов VO_2 по размерам и концентрацией дефектов нестехиометрии, причем эти два фактора, по-видимому, не являются независимыми.

Список публикаций:

- [1.] А.А. Бугаев, Б.П. Захарченя, Ф.А. Чудновский. *Фазовый переход металл-полупроводник и его применение*. Л.Наука, 1979. с.183
 [2] Шадрин Е.Б. *Оптика фазовых превращений и электрических состояний в оксидах переходных металлов*. Докт. Дисс. СПб, 1997, 556 с.
 [3] Е.И. Никулин, Ф.А. Чудновский, Е.Б. Шадрин, Д.А. Мясничков. *Влияние электронной бомбардировки на проводимость пленок VO_2* . ЖТФ, т. 58, в.12, 1988.

Возможности применения процессов оптической фильтрации для изучения фазовых объектов

Астаховская Мария Михайловна

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет

Васильев Борис Петрович, к.т.н.

ast_mar@freemail.ru

Основополагающая роль спектральных представлений для решения задач, связанных с анализом, преобразованием и синтезом световых полей позволила разработать методы спектрального разложения светового поля, в том числе и для пространственной фильтрации в оптике.

Для изучения рассматриваемых процессов в основу экспериментальной установки была заложена оптическая схема, предложенная ученым L. J. Cutrona [см., напр., 1]. и предназначенная для выполнения пространственного Фурье-преобразования, что позволяет наглядно представить не только процесс восстановления изображения объекта, но и осуществляемые последовательно Фурье-преобразования над ним при помощи двух линз.

Экспериментальная установка разработана на базе автоматизированного лабораторного комплекса, содержащего компьютерную систему технического зрения на основе управляемой твердотельной ПЗС – камеры.

Общий схематичный вид установки представлен на рис. 1, где $L1, L2$ – линзы.

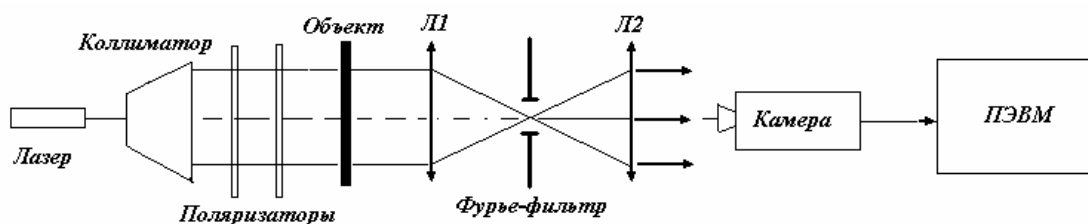


рис. 1.

Система с помощью программы обработки видеоизображения позволяет:

- Визуализировать на экране дисплея компьютера в режиме реального времени распределение освещенности на приемной площадке ПЗС – камеры, формируемое внешней оптической системой или штатным объективом камеры.
- Записывать стоп-кадры вводимого видеосигнала в BMP формате.
- Производить амплитудные и координатные измерения непрерывно поступающего или ранее записанного видеосигнала.

Для проведения эксперимента был взят учебно-демонстрационный тест-объект, представляющий прозрачную стеклянную подложку без зеркального покрытия с нанесенными на нее фазовыми объектами.

Линзы L_1 , L_2 позволяют получать восстановленные изображения структур размером порядка 100 микрон с достаточной степенью точности. Изображения объекта порядка 10 микрон на экране будут представлены в виде некоторой точки.

Для визуализации «невидимых» глазом прозрачных объектов применялся способ фильтрации высоких частот. Этот пример был осуществлен для фазовой зонной пластинки, которую можно наблюдать с помощью так называемого метода *темного поля* [2], помещая маленький непрозрачный экран в Фурье-плоскость и закрывая центральную часть недифрагированного светового поля. При этом наблюдаемая картина ничем не отличалась от картин, получаемых от амплитудных непрозрачных объектов. На рис. 2 *а* показано изображение фазовой зонной пластинки без применения фильтрации. Можно видеть, что кольца практически сливаются с общим фоном и вследствие этого плохо различимы. Однако, при размещении в Фурье-плоскости круглого непрозрачного экрана, на рис. 2 *б* они становятся отчетливо видны.

Полученные восстановленные изображения плохо заметных объектов можно применять для анализа их пространственных Фурье-спектров. Поскольку спектры объектов, расположенных случайным образом, сложно вычленивать из общей картины пространственных частот, которую несет в себе Фурье-образ, то обнаружить их можно только путем прямого сопоставления объекту его спектра. К тому же по спектру можно судить и о размерах, и о структуре, и о симметрии изучаемого предмета.

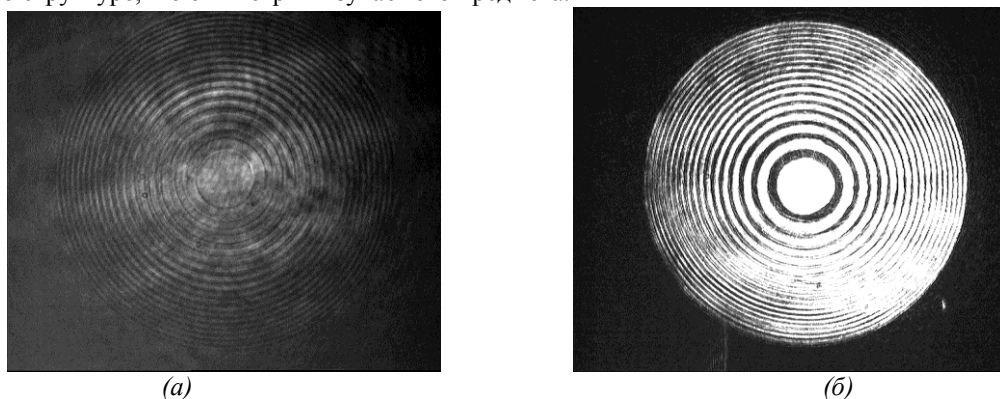


рис. 2

Чем шире спектр, тем меньше размеры самого образца. Поэтому данный способ также позволяет исследовать очень мелкие, невидимые глазом прозрачные (фазовые) объекты с целью определения их параметров.

Список публикаций:

[1]. Cutrona L.J., Leith E.N., Palermo C.J. and Porcello L. J., *Optical data processing and filtering systems*, IRE Trans. on Inform. Theory, **IT-6**, 386-400 (1960).

[2]. Гудмен Дж. *Введение в фурье-оптику*. - М.: Мир, 1970, 364 с.

Исследование теплопроводности кристаллов GSGG:Nd, Cr в интервале температур 50-300 К

Афони́на Светлана Александровна
Попов Павел Аркадьевич, Иванов Игорь Анатольевич
Брянский Государственный Университет
Попов Павел Аркадьевич, к.ф.-м.н.
tfgubry@rol.ru

Легирующие примеси, вводимые в лазерный кристалл для получения необходимых генерационных характеристик, могут существенным образом влиять на его теплопроводность. Величина теплопроводности определяет оптическую неоднородность кристалла вследствие накачки, а следовательно – и расходимость лазерного пучка. В случае редкоземельных скандиевых гранатов, в связи со сложным распределением катионов по подрешеткам, затруднительно прогнозировать влияние примесей на теплопроводность [1], и единственным надежным методом определения теплопроводности приходится считать экспериментальный. В настоящей работе абсолютным стационарным методом продольного теплового потока [2] в интервале 50-300 К измерена теплопроводность кристаллов гадолиний-скандий-галлиевого граната (GSGG), легированных ионами неодима и хрома. Все монокристаллы выращены методом Чохральского в НИИМВ (г. Зеленоград). Погрешность определения теплопроводности не превышала 5 %, воспроизводимость результатов была не хуже 3 %.

Сведения об образцах представлены в таблице, для образцов № 3 и № 4 данные по составу и параметру решетки усреднены по выращенному монокристаллу.

№	Состав	Параметр решетки, Å	α при T=300 К, Вт/(м К)
1	Gd _{2,985} Nd _{0,059} Sc _{1,817} Cr _{0,041} Ga _{3,098} O ₁₂	12,5616	6,8
2	Gd _{2,765} Nd _{0,059} Sc _{1,937} Cr _{0,049} Ga _{3,190} O ₁₂	12,561	6,7
3	Gd _{2,97} Nd _{0,07} Sc _{1,69} Cr _{0,06} Ga _{3,21} O ₁₂	12,5482	7,1
4	Gd _{2,92} Nd _{0,07} Sc _{1,68} Cr _{0,06} Ga _{3,27} O ₁₂	12,5465	7,1
5	Gd _{2,93} Nd _{0,06} Sc _{1,92} Cr _{0,02} Ga _{3,07} O ₁₂	12,561	7,5

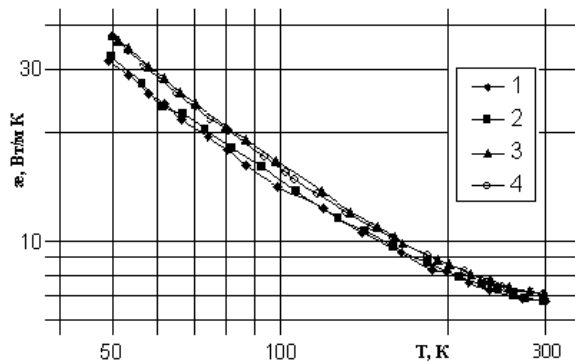


рис.1

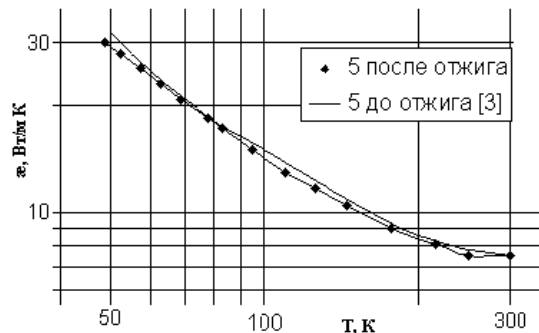


рис.2

Какой-либо зависимости величины теплопроводности в области комнатной температуры от параметра кристаллической решетки (см. табл.) установить не удастся. Такой результат связан, по-видимому, со сложностью фононного спектра этих кристаллов, являющихся по сути твердыми растворами.

В образце № 5, вследствие особенностей условий роста, кроме трехвалентных ионов Cr предположительно содержались четырехвалентные. В случае алюминиевого аналога (GSAG:Cr) в результате окислительного отжига было зафиксировано существенное изменение теплопроводности [3]. Проведенный нами отжиг GSGG:Nd, Cr (образец № 5) не привел к значительному эффекту (рис. 2).

Список публикаций:

- [1] П.А. Попов Теплопроводность лазерных кристаллов со структурой граната в интервале температур 6-300 К., Канд. дис. Брянск (1993).
- [2] N. N. Sirota, P. A. Popov, I. A. Ivanov. Cryst. Res. Technol., 27, 535-543 (1992).
- [3] P.A. Popov, N.N. Sirota, E.V. Zharikov, A.I. Zagumennyi, I.A. Ivanov, and G.B. Lutts Laser Physics, 1, 466-469 (1991).

Оптический метод регистрации тепловых потоков

Голубев Максим Павлович

Павлов Алексей Александрович

Новосибирский Государственный Университет

Павлов Александр Алексеевич к.ф.-м.н.

Nspawn@gorodok.net

В работе рассматривается оптический метод регистрации полей тепловых потоков (GINF meter – global interferometer heat flow meter). Метод основан на изменении оптической длины пути излучения в слое прозрачного вещества в зависимости от температуры. Датчиком служит плоско параллельная пластина, изготовленная из прозрачного материала. Вид интерференционной картины, возникающей в результате суперпозиции волн, отраженных от передней и задней граней датчика изменяется во времени, зависимости от распределения тепловых потоков. Получено соотношение (1) для расчета тепловых потоков по сдвигу интерференционных полос

$$Q(x, y) = k \frac{dN(x, y)}{dt} \quad (1)$$

Здесь N – номер интерференционной полосы; k – коэффициент, зависящий от свойств вещества используемого для изготовления датчика. Для проверки работоспособности метода проводились измерения теплового потока от нагретой струи, распространяющейся вдоль плоской поверхности. Проведено сравнение измерений оптическим методом и паспортизированным термопарным датчиком. Получено хорошее согласие результатов. Выполнены оценки чувствительности метода, которая для наиболее перспективных материалов составляет величины порядка 10 мВт/см². Приведены результаты использования метода при обтекании модели дельта-крыла в гиперзвуковой азотной аэродинамической трубе Т-327 ИТПМ СО РАН.

Для оценки пространственного разрешения метода исследовалось растекание тепловой метки от точечного источника, в качестве которого использовалось сфокусированное на поверхность оптического стекла излучение полупроводникового лазера мощностью 25 мВт. Подобные тепловые метки применялись при оценки

глубины проникновения тепла от точечного источника, что необходимо для выбора приемлемой толщины датчика и времени измерения. Результаты измерения показали, что пространственное разрешение при временах регистрации менее 1 с. составляет около 1 мм.

Предлагаемый метод, по мнению авторов, существенно расширяет возможности эксперимента при регистрации полей тепловых потоков. Результаты тестирования и использования методики на гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-327 ИТПМ СО РАН показывают её работоспособность и перспективность.

Список публикаций:

- [1]. Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А., Шиплюк А.Н.. Оптический метод регистрации тепловых потоков. // Прикладная механика и техническая физика, Т. 44, № 4, стр. 174-184, 2003. (M.P. Golubev, A.A. Pavlov, Al.A. Pavlov, A.N. Shiplyuk. Optical method for heat-flow registration // J. Applied Mechanics and Technical Physics, Vol. 44, № 4, pp. 596-604, 2003.)
[2]. Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А. Оптический метод регистрации полей тепловых потоков. // Труды VII международной научно-технической конференции ОМИП-2003, (Москва, 24-27 июня 2003 г.) изд. МЭИ, М., 2003, стр. 476-479.

Электрические характеристики фоточувствительных структур на основе тонких эпитаксиальных слоёв InGaAsSb

Григорьев Александр Николаевич

Новгородский Государственный Университет

Гаврушко Валерий Владимирович, д.т.н.

gss2@yandex.ru

Структуры на основе тонких эпитаксиальных слоёв InGaAsSb предназначены для изготовления неохлаждаемых фотодиодов спектрального диапазона 1,8...2,3 мкм. Данный материал является сравнительно новым и его характеристики ещё недостаточно изучены. В частности, практически отсутствуют сведения об электрических характеристиках и параметрах структур из данного материала, а также их зависимость от температуры. В данной работе излагаются результаты исследования зависимости дифференциального сопротивления фоточувствительных структур от температуры, а также предлагается эквивалентная схема, полученная по результатам исследования ВАХ структур при комнатной температуре.

Было исследовано 47 образцов структур, полученных из пластин пяти различных партий.

Исследование дифференциального сопротивления проводилось классическим методом при нулевом смещении. Переменное напряжение на структуре не превышало 10 мВ. Измерения проводились при изменении температуры в диапазоне от -60°C до 50°C. В результате исследования установлено, что типичное значение дифференциального сопротивления структур при комнатной температуре лежит в пределах 10...25 кОм. С ростом температуры дифференциальное сопротивление уменьшается с температурным коэффициентом около минус 0,035 град⁻¹, чему соответствует энергия активации составляющая примерно половину ширины запрещённой зоны исследуемых структур.

При исследовании ВАХ ставилась цель определения сопротивлений утечек и степени неидеальности р-п перехода (коэффициента m):

$$I = I_0 \cdot [\exp(\frac{eU}{mkT}) - 1]. \quad (1)$$

Обратные ВАХ измерялись при изменении напряжения на структуре в пределах от 0 до пробоя р-п перехода (примерно до 3 В), а прямые – при изменении тока через структуру от 1мкА до 10мА.

Для снижения методических ошибок измерения исследуемая структура включалась в обратную связь инвертирующего усилителя, выполненного на основе прецизионного интегрального операционного усилителя. Входной ток усилителя задавался через высокоточный резистор от источника напряжения. Напряжение этого источника и напряжение на выходе усилителя (т.е., напряжение на структуре) измерялись точными вольтметрами.

Обработка результатов измерений ВАХ проводилась традиционными методами. Для каждой структуры определялись элементы эквивалентной схемы: значения тока I_0 , коэффициент неидеальности m , сопротивление утечек и последовательное сопротивление (сопротивление базы).

Коэффициент m . Значение этого коэффициента для исследованных структур лежало в интервале от 1,45 до 1,7. Типичное значение - 1,5. Существенное отличие этого коэффициента от 1 указывает на присутствие значительной рекомбинационной составляющей в прямом токе.

Сопротивления утечек определялись по результатам измерений обратных ВАХ структур и для исследуемых образцов существенно отличались. При комнатной температуре их значения лежали в интервале 260...430 кОм.

Величина сопротивлений базы определялась по результатам измерений прямой ветви ВАХ структур на участке квазилинейной зависимости тока от напряжения. Их значения для исследованных образцов лежат в интервале от 21 до 46 Ом и не коррелированно со значениями сопротивлений утечек образцов.

Для проверки адекватности эквивалентной схемы были рассчитаны величины дифференциальных сопротивлений образцов с использованием их параметров элементов эквивалентных схем. Полученные теоретические результаты отличаются от экспериментальных значений менее чем на 10%. Это говорит о достаточно высокой точности предлагаемой эквивалентной схемы и возможности с её помощью описывать электрические параметры и характеристики исследуемых структур. Важно, что все необходимые параметры эквивалентной схемы структуры могут быть получены по результатам измерений ее ВАХ при комнатной температуре.

Модулятор света на основе нелинейного кольцевого интерферометра

Денисов Павел Евгеньевич

Измайлов Игорь Валерьевич

Томский Государственный Университет

Пойзнер Борис Николаевич, к.ф.-м.н.

pavden@mail.ru

В последние десятилетия резко возрос интерес к методам оптической обработки информации, а также к скрытой её передаче. Это обусловлено явными преимуществами оптического диапазона перед радио- и СВЧ диапазоном. Однако возникает проблема эффективного управления световым излучением. В 1990-2000-е гг. стало очевидно, что высокая управляемость нелинейно-динамических систем (НДС) позволяет получать сигналы различного типа (регулярные либо хаотические), различной формы, спектрального состава и т.д. В свою очередь, это открывает широкие возможности для разработки и совершенствования новых типов модуляторов и генераторов электромагнитных полей. Поэтому возникает перспектива создания оптических (по принципу действия и по элементной базе) модуляторов оптических сигналов, в том числе – автомодуляторов.

По мнению авторов, одним из них способен служить нелинейный кольцевой интерферометр (НКИ). Явление динамического хаоса, реализующегося в нём, позволяет разрабатывать на основе НКИ устройства конфиденциальной связи [1, 2].

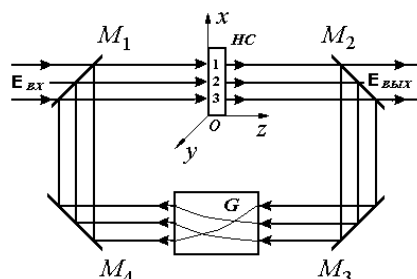


рис. 1. Оптическая схема НКИ

Оптическая схема НКИ представлена на рисунке. Здесь $E_{вх}$ и $E_{вых}$ – амплитуды поля на входе и выходе НКИ; НС – нелинейная среда, протяженностью L ; в которой имеет место эффекта Керра, G – элемент крупномасштабного преобразования светового поля (растяжения, сдвига, поворота поля); M_1 , M_2 , M_3 , M_4 зеркала (M_1 и M_2 – полупрозрачные, с коэффициентом отражения по интенсивности R). Для M_3 и M_4 коэффициент $R = 1$.

Далее будем рассматривать НКИ как модулятор, предполагая, что информационный СВЧ сигнал воздействует на НС, изменяя параметр нелинейной рефракции НС n_2 (следовательно, и коэффициенты нелинейности НКИ K_a , K_b , K_{ab}), пропорциональный интенсивности входного поля. Модель описанного процесса имеет следующий вид:

$$\tau_n(\mathbf{r}) \frac{dU(\mathbf{r}, t)}{dt} = n_2(\mathbf{r}) \cdot L \cdot k \frac{A_{вх, НС}^2(\mathbf{r}, t) + B_{вх, НС}^2(\mathbf{r}, t)}{2} - U(\mathbf{r}, t) + D_e(\mathbf{r}) \Delta U(\mathbf{r}, t),$$

где

$$n_2(\mathbf{r}) \cdot L \cdot k \frac{A_{вх, НС}^2(\mathbf{r}, t) + B_{вх, НС}^2(\mathbf{r}, t)}{2} = K_{ab}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_n, t) + pK_{ab}(\mathbf{r}', \mathbf{r}, t - \tau) + \gamma \cdot s'(\mathbf{r}', t) \times \\ \times \{ K_a(\mathbf{r}', t - \tau, \mathbf{r}, t) \times \cos[(1 + q)\omega\tau + \varphi(\mathbf{r}, t) - \varphi(\mathbf{r}', t - \tau) + \psi(\mathbf{r}, t) - \psi(\mathbf{r}', t - \tau)] + \\ + K_b(\mathbf{r}', t - \tau, \mathbf{r}, t) \times \cos[(1 - q)\omega\tau + \varphi(\mathbf{r}, t) - \varphi(\mathbf{r}', t - \tau) - \psi(\mathbf{r}, t) + \psi(\mathbf{r}', t - \tau)] \}.$$

Здесь τ_n – время релаксации нелинейной части показателя преломления; $\tau \equiv \tau(\mathbf{r}', t) = t_c(\mathbf{r}', t) + t_u(\mathbf{r}', t - t_c(\mathbf{r}', t))$ – полное время запаздывания поля в НКИ; $U = \omega t_u(\mathbf{r}, t)$ – нелинейный фазовый набег; $t_c(\mathbf{r}', t) \equiv t_0(\mathbf{r}', t) + n_0(\mathbf{r}')L/c$ –

доля времени распространения светового поля $\tau \equiv \tau(\mathbf{r}', t)$, обусловленная наличием линейной части $n_0(\mathbf{r})$ показателя преломления $n(\mathbf{r}', t)$ НС и длительностью $t_0(\mathbf{r}', t)$ распространения поля, пришедшего (через контур обратной связи) к моменту времени t в точку \mathbf{r} входной плоскости НС из точки \mathbf{r}' выходной плоскости НС ($t_c(\mathbf{r}', t)$ можно назвать эквивалентным временем запаздывания в НКИ); D_e – нормированный к радиусу светового пучка коэффициент диффузии; n_2 – возмущенное световым полем значение показателя преломления НС; L – протяженность НС; k – волновое число; $A_{\text{вх.НС}}, B_{\text{вх.НС}}$ – амплитуды составляющих светового поля на входе НС ($E_{\text{вх}}$ – поле на входе НКИ); $\varphi(\mathbf{r}, t), \psi(\mathbf{r}, t)$ – медленно меняющиеся за период $T = 2\pi/\omega$ амплитуды, фаза, положение плоскости поляризации световой волны; q – параметр бихроматичности светового поля; $p = 0$ в приближении больших потерь и $p = (\gamma s'(\mathbf{r}', t)/2)^2$ в приближении одного прохода.

В докладе излагаются результаты моделирования, имитирующего различные варианты модуляционного воздействия для нескольких режимов функционирования НКИ.

Список публикаций:

[1]. Дмитриев А.С. *Динамический хаос как носитель информации // Новое в синергетике: Взгляд в третье тысячелетие. М.: Наука, 2002. С. 82-122.*

[2]. С.М. Авдеев, П.Е. Денисов, И.В. Измайлов, Б.Н. Пойзнер *Исследование криптостойкости модели шифрсистемы оптического диапазона / Проблемы информационной безопасности государства, общества и личности: Материалы Шестой Всероссийской научно-практической конференции. Томск, 2 – 4 июня 2003 г. – Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2004. С. 29 – 31.*

Активно-нелинейные кристаллы с регулярной доменной структурой как высокоэффективный лазерный материал

Деткова Вера Михайловна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Машек Игорь Чеславович д.ф.-м.н.

detkovavm@mail.ru

Активно-нелинейные кристаллы (АНК) сочетают в себе активные (лазерные) свойства за счет наличия примесей редкоземельных ионов (РЗИ) и нелинейно-оптические свойства. В таких кристаллах возможно осуществление процессов самопреобразования частоты лазерной генерации, когда в одном кристалле происходит лазерная генерация излучения на определенной частоте и одновременно нелинейно-оптическое преобразование этой частоты. Использование периодически неоднородных нелинейных и активно-нелинейных кристаллов, в которых путем подбора периода модуляции нелинейных восприимчивостей можно осуществить квазисинхронные взаимодействия световых волн, позволяет существенно расширить число практически реализуемых нелинейно-оптических процессов.

Кристаллы LiNbO_3 с регулярной доменной структурой (РДС), созданной в процессе роста кристалла или последующей его переполаризации во внешнем электрическом поле, используются для квазисинхронной генерации оптических гармоник и параметрического преобразования частоты лазерного излучения. Квазисинхронные взаимодействия позволяют исключить эффект сноса излучения основной волны и волны второй гармоники, а также реализовать условие группового синхронизма при генерации второй гармоники (ГВГ).

Для кристаллов LiNbO_3 с РДС возможны режимы стационарной генерации в процессах самопреобразования частоты: самоудвоение частоты лазерной генерации, сложение частот с участием волны накачки, а также последовательный процесс генерации третьей гармоники и параметрическое усиление при низкочастотной накачке.

Существует несколько способов создания РДС в АНК: ростовой метод (метод Чохральского), дающий лучшие результаты, метод послеростовой обработки кристалла посредством приложения высокого напряжения (так называемый, "высоковольтный" метод) и диффузионный метод.

Метод Чохральского позволяет создавать непосредственно в процессе роста кристаллы РДС с широким диапазоном значений периода, объемом кристалла несколько см^3 , относительно гладкими и плоскими доменными стенками. Если в процессе роста ось симметрии теплового поля не совпадает с осью вращения кристалла, происходят периодические изменения температуры на фронте роста кристалла, что вызывает модуляцию его химического состава, которая приводит к образованию так называемых вращательных полос роста. При охлаждении, сопровождающемся прохождением точки Кюри, локальное поле, образованное градиентом концентрации примесей РЗИ, формирует доменную структуру. Векторы спонтанной поляризации в соседних доменах составляют угол 180° . Максимумы и минимумы концентрации примесей соответствуют положению доменных стенок, а период модуляции примеси соответствует периоду доменной структуры. Таким образом, в АНК с РДС редкоземельные ионы выполняют две функции: активного иона и "строительного материала" для формирования РДС. Присутствие MgO в РДС-кристалле уменьшает

фоторефрактивное повреждение кристалла и улучшает его оптическое качество. Период РДС определяется отношением скорости вытягивания к скорости вращения кристалла в процессе роста.

Наши исследования направлены, в конечном счете, на разработку эффективного малогабаритного лазера на основе кристалла LiNbO_3 с РДС, активированного РЗИ.

В работе рассматривается процесс квазисинхронного самопреобразования частоты, описываемый системой уравнений. При квазисинхронном самоудвоении в РДС-кристалле происходит лазерная генерация и наблюдается излучение за счет удвоения частоты. Для рассматриваемого процесса $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\omega_3 = 2\omega$, и система уравнений имеет два стационарных решения для интенсивности ГВГ.

Выполнив расчеты для РДС-кристалла LiNbO_3 , можно определить оптимальные длину кристалла и период модуляции квадратичной нелинейной восприимчивости Λ для заданных порядков квазисинхронизма m . Однако можно произвести и обратное преобразование: задавая необходимую выходную мощность излучения, можно рассчитать период доменной структуры кристалла с учетом порядка квазисинхронизма.

Для LiNbO_3 с РДС существует возможность почти 20-ти кратного повышения эффективности ГВГ за счет использования максимального значения элемента тензора нелинейной восприимчивости второго порядка d_{33} .

Изготовление и исследование интегрально-оптических поляризаторов

Дорош Ольга Викторовна

Никитин Александр Валериевич

Кубанский Государственный Университет

Яковенко Николай Андреевич, д.т.н.

dorosh@phys.kubsu.ru

Существует несколько физических эффектов, лежащих в основе изготовления интегрально-оптических поляризаторов. Наиболее простым и доступным является поляризационная селекция излучения связанная с различным уровнем поглощения волноводных мод ортогональных поляризаций [1, 2]. При этом в качестве поглощающего слоя используются металлические пленки. Вопросы, связанные с поляризационными свойствами излучения, распространяемого в интегрально-оптических волноводах, покрытых диэлектрическими или полупроводниковыми пленками до настоящего времени мало изучены.

Целью работы является исследование поляризационных свойств интегрально-оптических поляризаторов, изготовленных в стеклянных подложках.

У диэлектрических волноводов поле ТЕ-мод проникает в металлическое покрытие на очень малую глубину. Глубина проникновения ТМ-мод несколько больше, поэтому ТМ-моды обладают большим затуханием. Следовательно, при распространении излучения по волноводу затухают ТМ-поляризованные волны при существенно меньших вносимых потерях ТЕ-волн. Таким образом, различие в коэффициентах поглощения может служить основой для создания устройств, выделяющих ТЕ-моды.

При изготовлении интегрально-оптических поляризаторов в качестве подложки использовалось стекло от фотопластин размером $30 \times 30 \times 1,25$ мм. Одномодовые ($l = 0,63$ мкм) каналные волноводы в стеклянных подложках изготавливались методом ионного обмена в расплаве соли KNO_3 . Для этого подложка погружалась на 80 минут в расплав соли KNO_3 , находившийся в кварцевом стакане, помещённом в специальную печь, обеспечивавшую нагрев до 380°C и поддержание температуры расплава с точностью 5°C . В качестве маскирующего слоя, для получения каналных волноводов, использовалась алюминиевая пленка толщиной $0,5$ мкм, с сформированными в ней фотолитографией каналами шириной 3 мкм и длиной 30 мм.

Измеренный на $l=0,63$ мкм показатель преломления подложки имел значение $n_s=1,5123$. Эффективный показатель преломления каналных волноводов – $1,5137$.

Интегрально-оптические поляризаторы изготавливались с использованием эффекта различного поглощения ортогональных мод, распространяемых в волноводе. В качестве поглощающего слоя использовались металлическая плёнка (Al) и плёнка халькогенидного стекловидного полупроводника – ХСП (As_2S_3), наносимая на поверхность волновода термическим вакуумным напылением. В процессе напыления ХСП использовался оптический контроль толщины напыляемого слоя.

Пленки алюминия и ХСП наносились в виде клина на поверхность каналных волноводов, что позволило определить зависимость коэффициента экстинкции от длины нанесенного слоя.

Измерение поляризационных характеристик, изготовленных таким образом интегрально-оптических поляризаторов, проводилось на специальном стенде, включавшем He – Ne лазер, механический модулятор, микрообъективы, поляризаторы, фотоприемник, блок синхронного детектирования и цифровой вольтметр.

Проведенные измерения показали, что для поляризатора, представляющего собой одномодовый канальный волновод с металлическим поглощающим слоем, коэффициент экстинкции достигает максимального значения 10,5 дБ при длине металлического слоя 3,3 мм.

В одномодовом волноводе, покрытом пленкой ХСП толщиной 0,25 мкм степень поляризации выше, чем в волноводе покрытом металлической пленкой. Максимальный коэффициент экстинкции 20 дБ наблюдается при длине слоя ХСП – 4-5 мм.

Коэффициент экстинкции поляризатора с пленкой ХСП толщиной 0,03 мкм достигает 32 дБ, при той же длине слоя ХСП (4-5 мм).

Меньшая длина слоя ХСП не достаточна для эффективного поглощения ТМ поляризации, а длина пленки ХСП более 5 мм приводит не только к поглощению излучения ТМ поляризации, но и с ТЕ поляризацией, что в конечном итоге приводит к снижению коэффициента экстинкции интегрально-оптического поляризатора.

Список публикаций:

[1] Быковский Ю.А. Исследование дисперсионных свойств оптических волноводов с металлическим покрытием / Быковский Ю.А., Гончаров И.Г., Золотарев В.А. // Квантовая электроника, 1985. Т. 12, № 11. С. 2353-2355.

[2] Воеводин А.А., Гладкий В.П., Прохорова И.А., Яковенко Н.А. О возможности создания новых интегрально-оптических поляризаторов и преобразователей волноводных мод // Письма в ЖТФ, 1991. Т.16, № 24. С.73-77.

Определение химического состава примеси и ее концентрации в кристалле калий-гадолиний-вольфрамата спектральным методом

Куликов Сергей Юрьевич

Свердлов Михаил Сергеевич

Челябинский Государственный Педагогический Университет

Брызгалов Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

kulikovsu@mail.ru

Калий – гадолиний-вольфрадат (КГВ) с неодимовой, эрбиевой и неодимово – цезиевой примесями используется в качестве активных элементов квантовых генераторов. Оптические свойства кристалла КГВ зависят от химического состава и концентрации примеси в нем. Существует несколько способов определения концентрации примесей, основными являются: магнитный, химический и оптический, каждый из них имеет свои преимущества и недостатки. Два первых требуют разрушения кристаллов, и они применяются как контрольные, а оптический метод используется без их разрушения. Этот метод позволяет определить концентрацию активной примеси и ее химический состав.

Целями данной работы являются: определение химического состава примеси кристалла КГВ и расчет ее концентрации.

Для получения экспериментального графика зависимости интенсивности поглощения от длины волны внешнего излучения для кристаллов КГВ, содержащих примеси был использован спектрофотометр СФ-56. На основе сравнения полученного графика и эталонного выявляется химический состав примеси. Так как каждый химический элемент, введенный в кристалл в виде примеси, имеет разную интенсивность поглощения для определенной длины волны внешнего излучения. В нашей работе были использованы кристаллы КГВ неодимовой, эрбиевой, неодимо - цезивой примесью.

Оптический метод основан на том, что с изменением концентрации активной примеси меняется интенсивность спектров поглощения, но характер спектров сохраняется. Определяется концентрация по формуле (1):

$$C = \alpha \frac{D_1 - D_2}{d} \quad (1)$$

Где С – концентрация примеси в процентах весовых, α – коэффициент пропорциональности (для неодима $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ м), в которой предварительно для исследованных кристаллов определяется химическим методом с использованием эталона, D_1 и D_2 – значения интенсивностей спектра для максимального и минимального значений спектра соответственно, d – толщина пластинки.

Примеры интенсивности спектров поглощения приведены на рисунках: КГВ с примесью неодима (рис.1), КГВ с примесью эрбия (рис.2).

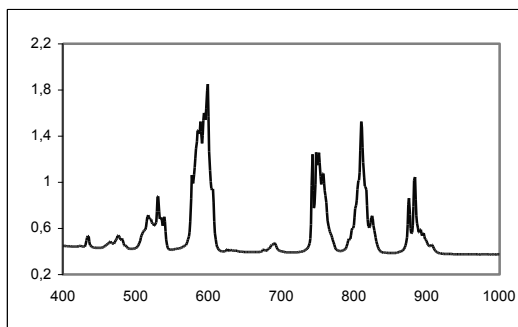


рис.1

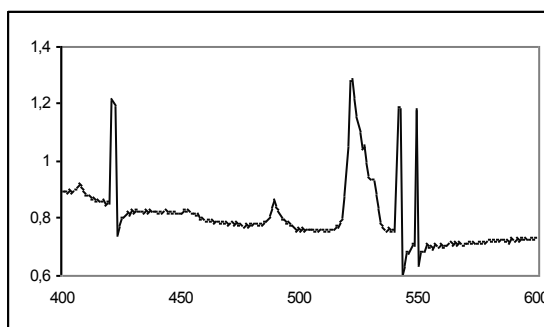


рис.2

Основные выводы по работе:

Представлен оптический спектральный метод определения концентрации активной примеси неодима, эрбия и неодимово – цезиевой примеси в кристаллах КГВ, используемых в качестве активных элементов в лазерах.

Предложен способ определения химического состава активной примеси на основе эталонного графика зависимости интенсивности поглощения от ее концентрации.

Электрооптическая модуляция немонахроматического излучения в кристаллах ниобата лития

Литвинова Ман Нен

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения

Криштоп Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.

fizika@festu.khv.ru

В настоящее время вызывают особый интерес процессы преобразования излучения с широким спектром в оптических кристаллах. Эффективность преобразования широкополосного излучения может быть значительно выше, чем монохроматического. Были проведены экспериментальные работы по исследованию зависимости спектра преобразованного излучения от интенсивности накачки, спектральной ширины исходного излучения и угла расходимости [1]. В работе [2] предложен амплитудный модулятор для немонахроматического света. Однако, в целом данное направление, например для кристаллов ниобата лития, мало изучено и требует дальнейших исследований.

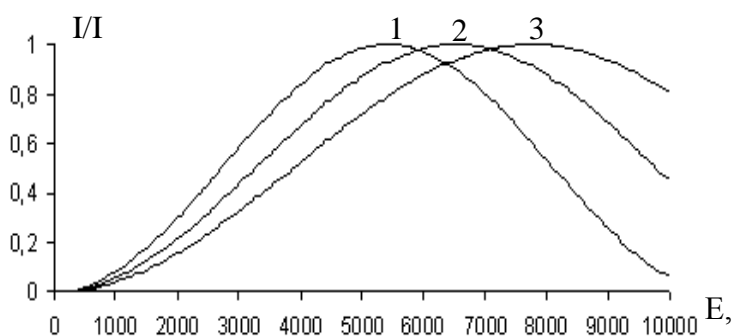


рис. 1. Зависимость интенсивности прошедшего излучения от напряженности приложенного электрического поля: 1- $\lambda=0,43$ мкм; 2- $\lambda=0,53$ мкм; 3- $\lambda=0,63$ мкм

В данной работе были произведены расчеты интенсивности излучения, распространяющегося вдоль оптической оси кристалла ниобата лития, помещенного между двумя скрещенными поляроидами. Получены зависимости интенсивности излучения от угла θ между оптической осью кристалла и направлением распространения излучения в плоскости yz для разных значений напряженности электрического поля, приложенного перпендикулярно оптической оси кристалла. Угол между осью x кристалла и поляризатором равен $\alpha=45^\circ$.

Графики зависимости интенсивности прошедшего излучения от напряженности приложенного электрического поля в центральной части коноскопической картины представлены на рис. 1.

Результаты расчетов показывают, что максимальное просветление в центральной области коноскопической картины происходит для длины волны $\lambda=0,43$ мкм при напряженности электрического поля $E=5,5$ кВ/см. Для длины волны $\lambda=0,63$ мкм максимальное просветление в центре коноскопической картины наступает при напряженности $E=8$ кВ/см.

Следует отметить, что для напряженности электрического поля меньше 6,5 кВ/см в прошедшем излучении наибольшая интенсивность наблюдается для более коротких волн ($\lambda=0,43$ мкм), а для напряженности больше 6,5 кВ/см наибольшую интенсивность имеют более длинные волны ($\lambda=0,63$ мкм).

Анализ результатов расчетов показывает, что при электрооптической модуляции монохроматического света в кристалле имеется возможность управлять не только интенсивностью прошедшего излучения, но и его спектральным составом.

Список публикаций:

- [1] Толстов Е.В., *Нелинейно-оптическое преобразование теплового широкополосного излучения в анизотропных кристаллах. Автореферат дисс. на соискание ученой степени к.ф.-м.н.* – Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2003. -17 с.
- [2] Криштон В.В., Толстов Е.В., Литвинова М.Н., Строганов В.И. *Экспериментальные исследования преобразования теплового нелазерного излучения в кристаллах КТР. Оптика -2003. Труды третьей международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2003"/Санкт-Петербург: СпбГУ ИТМО, 2003.-С.100-101.*

Регистрация модельных частиц с помощью имитатора погружаемой голографической камеры

Макаров Андрей Вадимович
Томский Государственный Университет
Дёмин Виктор Валентинович, к.ф.-м.н.
makeer@post.tomica.ru

В настоящее время уделяется большое внимание голографическим методам получения информации о форме и концентрации морских объектов, расположенных в их естественной среде. При достаточном разрешении и протяженности регистрируемого объема (глубине сцены), голографические методы позволяют за одну экспозицию получить информацию обо всем исследуемом объеме [1 – 3]. Информация о форме исследуемых частиц необходима при их идентификации, а данные о пространственном распределении живых морских объектов, например планктона – важнейшего элемента в цепочке питания в океане – позволяет ученым-биологам судить об экологическом состоянии исследуемого района.

Для проведения исследований в области подводной голографии необходима погружаемая голографическая камера. В настоящее время известны две действующих таких камеры – в США и Европе. Совместно с НИПИ «Океангеофизика» (г. Геленжик) мы работаем над созданием собственного погружаемого голографического аппарата, который, по сравнению с зарубежными аналогами, будет иметь меньшие габариты и вес, а также большую глубину погружения.

На этапе лабораторного макетирования был проведен ряд экспериментов, результаты которых доказали целесообразность применения выбранной нами оптической схемы в разрабатываемом погружаемом голографическом аппарате [3, 4]. На основании данной оптической схемы был создан имитатор голографической камеры, который моделирует основные модули будущего погружаемого аппарата, но имеет менее прочный каркас.

Общий вид имитатора приведен на рис. 1а. Он состоит из двух цилиндрических отсеков различного диаметра. В первом – располагается источник излучения, во втором – оптические элементы, предназначенные для формирования предметного и опорного пучков. Выносные штанги, смонтированные на отсеке большего диаметра, содержат в себе коллиматор и систему переноса голографического изображения. Кювета с водой имитирует исследуемый объем.

В качестве источника излучения используется импульсный ИАГ лазер с удвоением частоты, длина волны 0.53 мкм, длительность импульса 30 нс, энергия импульса 30 мДж. Для того чтобы источник излучения обеспечивал требуемую энергию импульса и при этом удовлетворял заданным габаритам, он выполнен по схеме с изломанным резонатором и в его конструкцию входит усилитель.

Оптическая схема имитатора представлена на рис. 1б. Лазерный пучок с помощью поворотного зеркала 1 направляется на светоделитель 2. Излучение, прошедшее сквозь делитель расширяется с помощью коллиматора 3 (телескопическая система Галилея) до диаметра 50 мм, освещает кювету с водой 5, в которой находятся исследуемые объекты, и попадает на систему переноса изображения 6. Система 6 представляет собой телескопическую систему Кеплера и переносит изображение исследуемого объема в область перед фотопластиной 8. Излучение, отраженное делителем 2, после последовательного отражения от системы поворотных зеркал попадает на коллиматор 4 (идентичный 3), где формируется в опорный пучок. После выхода из коллиматора пучок диаметром 50 мм, пройдя систему зеркал 7, освещает фотопластину 8 под углом 30° . Назначение системы зеркал 7 – направить опорный пучок под заданным углом к фотопластине 8, обеспечив при этом необходимое пространство для механизма хранения и подачи фотопластин.

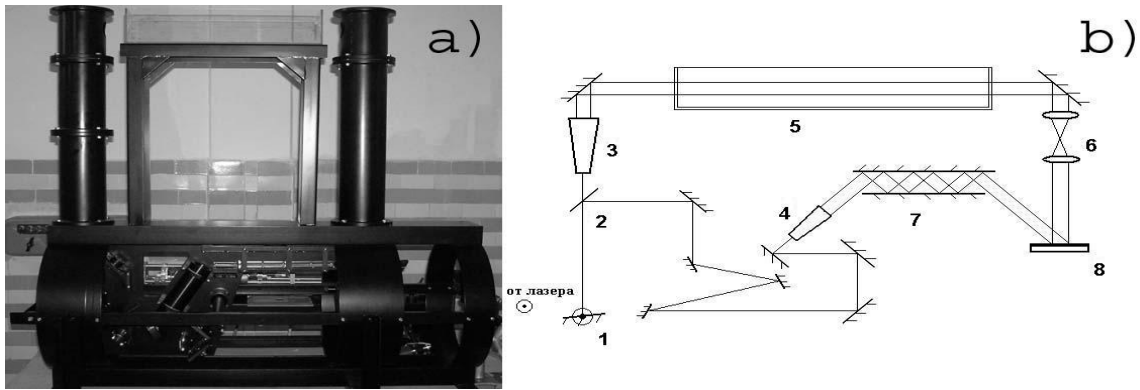


рис. 1. а) Общий вид имитатора. б) Оптическая схема имитатора: 1 – поворотное зеркало; 2 – светоделиитель; 3, 4 – расширители пучков; 5 – кювета с водой, в которой находятся исследуемые объекты; 6 – система переноса изображения; 7 – система зеркал; 8 – фотопластина.

В докладе представлены результаты экспериментов по регистрации модельных частиц, проведенных с помощью имитатора погружаемой голографической камеры.

Список публикаций:

- [1]. E. Foster, J. Watson. *Holography for underwater inspection and measurement: an overview of current work.* – *Optic & Laser Technology.* Vol. 29, No. 1. pp. 17-23. 1977.
- [2]. P. R. Hobson, E. P. Krantz, R. S. Lampitt, A. Rogerson, J. Watson. *A preliminary study of the distribution of plankton using hologrammetry.* – *Optic & Laser Technology.* Vol. 29, No. 1. pp. 25-33. 1977.
- [3]. В.В. Демин, И.Г. Половцев, А.В. Макаров, В.А. Мазур, А.А. Тарасенко, Н.Н. Ковбасюк, Н.Г. Мельник. *Погружаемая голографическая камера для исследования микрочастиц: проблемы и решения.* *Оптика атмосферы и океана.* Том 16, №9, 2003. с. 846 – 855.
- [4]. Макаров А.В. *Лабораторные исследования схемы для подводной голографии.* *Сборник тезисов Девятой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых: Тезисы докладов: В 2 т. Т.1 – Екатеринбург-Красноярск: издательство АСФ России, 2003. – 541 – 543 с.*

Цифровое голографическое видео живых организмов

Ольшукوف Алексей Сергеевич

Макаров Андрей Вадимович, Мазур Василий Александрович

Томский Государственный Университет

Демин Виктор Валентинович, к.ф.-м.н.

olshukov@mail.ru

Голографическая регистрация живых объектов в естественной среде с дальнейшим восстановлением исследуемого объема в лабораторных условиях предоставляет возможность исследовать их размеры, форму и расположение в пространстве. В традиционной голографии, при записи голограмм на фотопластинах, обычно регистрируются отдельные кадры исследуемого объема. При использовании голографического видео появляется возможность исследовать весь объем как во времени, так и в пространстве. Для записи голографических фильмов целесообразно использовать цифровую голографию. При этом картина интерференции (ИК) предметной и опорной волн регистрируется на ПЗС – камеру и затем в памяти компьютера численно восстанавливается исследуемый объем. Информация в цифровой голографии непосредственно находится в цифровом виде, что упрощает дальнейшую обработку изображений, например, выделение контура объекта.

Рассмотрим процесс записи и восстановления цифровых голограмм по осевой схеме, когда на ПЗС - матрицу попадают две волны, распространяющиеся в одном направлении - дифрагировавшая на объекте (предметная) и не дифрагировавшая (опорная).

1. При помощи ПЗС – матрицы записывается avi-файл, в котором содержится интерференционная картина (каждый кадр содержит двумерный массив распределения интенсивности в плоскости голограммы)
2. Avi-файл “раскадровывается” в набор bmp-файлов (кадров).
3. Для каждого кадра рассчитывается пропускание голограммы на основании 2х мерного распределения интенсивности.
4. Численно моделируется восстанавливающая волна и рассчитывается распределение поля непосредственно за голограммой.
5. При помощи дифракционного интеграла рассчитывается распределение поля и интенсивности в плоскости, расположенной на заданном расстоянии от голограммы.
6. Путем численного изменения расстояние от голограммы, определяется плоскость восстановления наилучшего изображения.

7. Изображения, восстановленные с различных кадров, сшиваются в один avi-файл

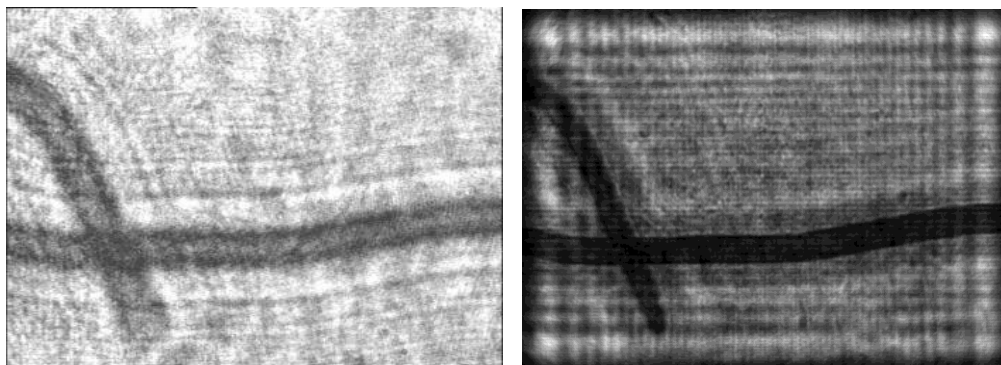


рис. 1.

Для эксперимента была выбрана осевая схема записи голограмм при освещении регистрируемого объема «на просвет». ИК записывалась ПЗС – матрицей «Sony SK-2005» (размер матрицы 4,8*3,6 мм, размер пикселя около 12 мкм, частота обновления кадра до 1/100000 с).

В качестве объектов голографирования использовались оседающие частицы и живые организмы (малощетинковые черви *Tubifex SP*), помещенные в стеклянную кювету с жидкостью. На рис. 1 представлены: один кадр ИК, записанной ПЗС – камерой (слева), а также один кадр восстановленного голографического видео (справа). Размеры червя: длина от 10 до 35 мм, толщина от 0.5 до 1 мм. Для записи голографического фильма использовались режимы записи от 5 до 25 fps (кадров в секунду), с размером кадра 352*288. Запись происходила при помощи видео карты с функцией видео захвата. Видео файл при помощи программы VirtualDub разбивался на bmp-файлы, которые обрабатывались по вышеизложенному алгоритму. После восстановления визуально определялись плоскости восстановления наилучшего изображения и данные изображения «сшивались» в avi-файл. Очевидно, что можно «сшивать» кадры не только по времени, зафиксировав плоскость наблюдения на определенном расстоянии, когда объекты, которые находятся вне плоскости наблюдения, будут расфокусированы. Но можно также сшивать соответствующие кадры так, чтобы в восстановленном видео плоскость наблюдения перемещалась вместе с объектом. Так при помощи цифровой голографии мы можем наблюдать объём в динамике.

На основании проведенных экспериментов в докладе сформулированы ограничения и требования к аппаратуре, при выполнении которых цифровая голография позволяет исследовать движущиеся живые объекты.

Способ регистрации интерферограмм фазовых объектов с формированием опорного пучка от отдельного источника света

Павлов Алексей Александрович

Голубев Максим Павлович

Новосибирский Государственный Университет

Бойко Виктор Михайлович д.ф.-м.н.

ealex@ngs.ru

Одними из самых эффективных оптических методов исследования фазовых неоднородностей и, в частности, газовых потоков являются методы оптической интерферометрии. Их использование позволяет не только регистрировать качественные картины визуализации, но для некоторых типов течений с известной симметрией получать количественные данные о распределении полей плотности. Однако реализация этих методов с использованием классических интерферометров типа Маха-Цандера, использующих амплитудное деление пучков, на крупных аэродинамических установках сталкивается с существенными техническими трудностями. В некоторых случаях габариты и конструктивные особенности установки делают вообще невозможным использование подобных интерферометров.

Сдвиговые интерферометры, в отличие от классических схем, позволяют регистрировать не изменение фазы предметного пучка в той или иной точке изображения, а разность фаз между двумя пучками прошедших через исследуемый объект со смещением относительно друг друга. Таким образом, сдвиг интерференционных полос определяется не изменением оптического пути, а производной (в общем случае конечным приращением) этой величины вдоль координаты параллельной вектору смещения волновых фронтов. Это ведет, как правило, к снижению чувствительности метода и к увеличению погрешности при обработке результатов. Кроме того, сдвоенное изображение исследуемой области существенно затрудняет интерпретацию полученных результатов.

Перечисленные выше трудности приводят к тому, что в аэрофизическом эксперименте оптическая интерферометрия, несмотря на ее эффективность, используется достаточно редко или не используется вовсе, и большинство исследователей ограничивается только применением теневых методов для визуализации потоков.

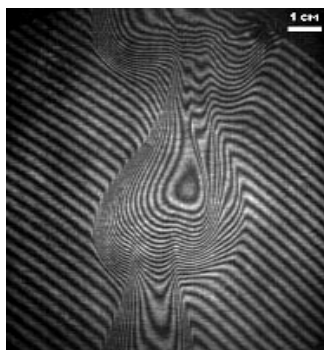


рис.1

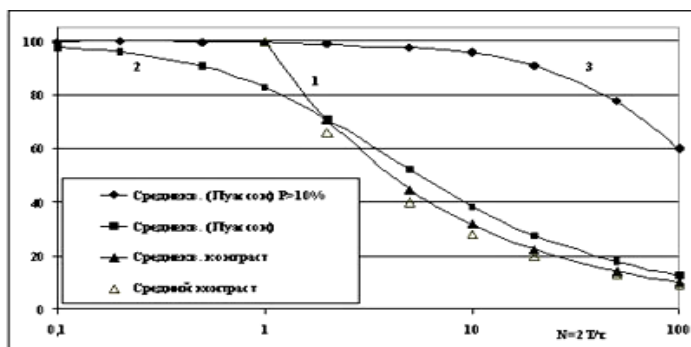


рис.2

В данной работе предлагается новый метод регистрации интерферограмм фазовых объектов с формированием опорной волны от отдельного источника света. Использование обсуждаемого метода позволит существенно расширить возможности использования интерференционных методов применительно к аэрофизическому эксперименту. Работа выполнялась в лаборатории Оптических методов диагностики газовых потоков Института теоретической и прикладной механики СО РАН в рамках плановой работы.

В результате проделанной работы получены как теоретические, так и экспериментальные результаты, подтверждающие перспективность способа регистрации интерферограмм фазовых объектов с формированием опорного пучка от отдельного источника света. В частности в аналитическом виде получены соотношения для ожидаемого среднеквадратичного контраста интерферограмм в предположении постоянства длины цугов излучения. С помощью численного эксперимента показано, что данные соотношения могут быть использованы для оценки снизу ожидаемого контраста в реальных условиях (рис.2). Собрана установка и проведены тестовые эксперименты. Полученные экспериментальные результаты, а именно – интерферограммы фазовых объектов, убедительно доказывают работоспособность и перспективность метода (рис.1). Предполагается продолжение работ по данной тематике. В частности по разработке системы автоматического совмещения частот генерации используемых лазеров, а также по внедрению данного способа на реальных аэродинамических установках.

Список публикаций:

- [1]. Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А., Шиплюк А.Н.. Оптический метод регистрации тепловых потоков. // Прикладная механика и техническая физика, Т. 44, № 4, стр. 174-184, 2003. (M.P. Golubev, A.A. Pavlov, Al.A. Pavlov, A.N. Shipluk. Optical method for heat-flow registration // J. Applied Mechanics and Technical Physics, Vol. 44, № 4, pp. 596-604, 2003.)
- [2]. Голубев М.П., Павлов А.А., Павлов Ал.А. Оптический метод регистрации полей тепловых потоков. // Труды VII международной научно-технической конференции ОМИП-2003, (Москва, 24-27 июня 2003 г.) изд. МЭИ, М., 2003, стр. 476-479.
- [3]. Павлов А.А., Голубев М.П., Павлов Ал.А.. Оптический метод регистрации тепловых потоков. / Препринт № 3-2002, ИТПМ СО РАН, Новосибирск, 2002

Особенности формирования «мальтийского креста» в коноскопических фигурах

Пикуль Ольга Юрьевна

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения

Строганов Владимир Иванович, д.ф-м.н.

pikoul@mail.redcom.ru

Известно, что при освещении кристаллической пластинки, помещенной между поляризатором и анализатором, непараллельным пучком излучения на экране наблюдают интерференционную картину. Ее вид существенно зависит от взаимной ориентации осей пропускания поляризатора, анализатора и оптической оси кристаллической пластинки [1,2].

В случае одноосного неактивного кристалла, вырезанного перпендикулярно оптической оси, возникает интерференционная (коноскопическая) картина, состоящая из концентрических колец – изохром, на которые накладывается характерное распределение интенсивности – светлый или темный «мальтийский крест», ветви которого, состоящие из двух изогир, пересекаются в центре поля зрения и расширяются к его краям.

Ориентация этого креста совпадает с ориентацией оси пропускания поляризатора, а интенсивность зависит от угла между осями пропускания поляризатора и анализатора (светлый крест, когда эти направления совпадают, темный, когда они ортогональны) [3].

В эксперименте исследовано изменение коноскопической фигуры для плоскопараллельной пластинки толщиной 10 мм, вырезанной перпендикулярно оптической оси из кристалла ниобата лития, при повороте анализатора.

Оптическая система, состоящая из источника излучения (He-Ne лазер, $\lambda = 0,6328$ мкм), поляризатора, рассеивателя (например, матового стекла), кристалла, фокусирующего объектива, анализатора с отсчетным кругом и экрана, позволяет получить коноскопическую фигуру значительных размеров (до 1 – 1,5 м). Следует отметить достоинство такой оптической системы, заключающееся в элементарно простом, с помощью рассеивающей среды, получении сильно расходящегося пучка света. Кроме того, большой размер коноскопической фигуры дает возможность рассмотреть на экране трудно различимые детали и особенности полученного изображения.

При наблюдении коноскопической фигуры обнаружено, что при вращении анализатора из скрещенного с поляризатором положения темный «мальтийский крест» постепенно распадается на два «мальтийских креста». При этом один «мальтийский крест» остается неподвижным, второй «мальтийский крест» поворачивается на угол, соответствующий углу поворота анализатора. При совпадении осей пропускания поляризатора и анализатора оба креста сливаются в один светлый крест, при ортогональном положении осей пропускания – в один темный крест.

Интенсивность обоих крестов одинакова и синхронно меняется от минимальной (в скрещенных поляризаторе и анализаторе) до максимальной (в параллельных поляризаторе и анализаторе). Интенсивность в центре коноскопической картины соответствует интенсивности обоих крестов.

Такие же изменения, только в обратном порядке, происходят при вращении анализатора из положения, при котором оси пропускания поляризатора и анализатора параллельны. Светлый «мальтийский крест» распадается на два креста, интенсивность которых постепенно уменьшается, достигая минимальной величины в момент слияния обоих крестов в темный «мальтийский крест» при ортогональном расположении осей пропускания поляризатора и анализатора.

Для кристаллической пластинки толщиной 3,1 мм, вырезанной из кристалла парателлурита (одноосный гиротропный кристалл), такое изменение коноскопической фигуры при вращении анализатора заметить не удастся. Причиной этого является отсутствие «мальтийского креста» в центре картины под влиянием оптической активности. Периферийная часть картины, где ветви «мальтийского креста» присутствуют, достаточно быстро затемняется, не позволяя наблюдать описанные выше изменения.

Список публикаций:

- [1]. Н.И. Калитеевский *Волновая оптика*. М.: Высшая школа, 1978.-383 с.
- [2]. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики*. М.: Наука, 1979.-640 с.
- [3]. Шишловский А.А. *Прикладная физическая оптика*. М.: Физматгиз, 1961.-822 с.

Компьютерное моделирование модовой структуры излучения

в волоконных световодах

Пичкин Дмитрий Сергеевич

Мордовский Государственный Университет

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

pichkin@yandex.ru

Авторами разработан программный комплекс, который обеспечивает возможность компьютерного моделирования распределения интенсивности мод излучения в поперечном сечении оптического волокна.

Комплекс разработан в среде Borland Delphi v7.0 с набором дополнительных компонентов Ziegler Collection v2.0 и работает под управлением операционных систем Windows 2000/XP/2003 Server. Он состоит из трех модулей:

- 1) модуль расчета частоты отсечки;
- 2) модуль приближенного решения характеристического уравнения графическим методом;
- 3) модуль расчета распределения интенсивности мод и визуализации данного распределения.

Расчет модовой структуры осуществляется в следующей последовательности:

- 1) по заданным пользователем параметрам (длине волны излучения, показателям преломления сердцевинки и оболочки, диаметру сердцевинки волокна) рассчитывается длина волны и частота отсечки для данного волокна;
- 2) графически решается соответствующее характеристическое уравнение, при этом поиск корня уравнения осуществляется методом последовательного спуска;
- 3) результаты расчетов в их динамике представляются в виде графиков функций, соответствующих левой и правой частям характеристического уравнения;
- 4) по найденному значению корня характеристического уравнения, который входит в выражение для усредненного по времени значения z-компоненты вектора Умова - Пойнтинга, строится соответствующее данной моде распределение освещенности в поперечном сечении световода.

Результаты компьютерного моделирования сохраняются в графическом файле формата BMP или JPEG и могут быть распечатаны.

Результаты компьютерного моделирования, полученные с применением описанного выше комплекса программ соответствуют литературным данным.

Исследование антистоксовой флуоресценции красителей в полимерных матрицах при низкоинтенсивном возбуждении

Польских Ирина Александровна

Чуносова Светлана Сергеевна

Новосибирский Государственный Технический Университет

Мешалкин Юрий Петрович, д.ф.-м.н.

polskih_i@ngs.ru

Антистоксова флуоресценция заключается в испускании квантов с энергией большей, чем энергия поглощенных квантов. При этом дополнительная энергия возникает за счет перевода части колебательной энергии основного уровня в излучение.

Полимерные материалы с красителями, обладающими антистоксовой флуоресценцией, представляют большой интерес как для исследования межмолекулярного взаимодействия на природу этого явления, так и для создания оптических рефрижераторов, визуализаторов ИК излучения, других практических применений.

В данной работе экспериментально и теоретически доказано существование «красной границы» длины волны возбуждения антистоксовой флуоресценции красителей.

Энергия антистоксовой флуоресценции (E_{fl}) складывается из энергии колебательных подуровней (ΔE_{vib}) и энергии основного поглощательного перехода (E_{ex}):

$$E_{fl} = \Delta E_{vib} + E_{ex} \quad (1)$$

При фиксированной температуре величина ΔE_{vib} остается постоянной.

Если изменять длину волны возбуждения (E_{ex}), то в случае когда:

$$\Delta E_{vib} + E_{ex} < E_{fl}, \quad (2)$$

антистоксова флуоресценция наблюдаться не будет. Назовем максимальную длину волны возбуждения, при которой исчезает антистоксова флуоресценция - «красной границей» возбуждения антистоксовой флуоресценции.

Теоретически «красная граница» определяется на основе представлений о природе антистоксовой флуоресценции.

Пусть энергия кванта возбуждения $E_{ex} = h\nu_{ex}$ расходуется на энергию антистоксовой флуоресценции с учетом того, что часть энергии антистоксовой флуоресценции, получена за счет колебательной энергии основного состояния ($h\nu_{vib}$):

$$h\nu_{ex} = h\nu_{as} - h\nu_{vib} \quad (3)$$

Определим колебательную энергию основного состояния ($h\nu_{vib}$), как разность энергий верхнего и нижнего колебательных подуровней данного состояния при определенной температуре, и найдем ее как:

$$h\nu_{vib} = h\nu_{abs} - h\nu_{as}, \quad (4)$$

где ν_{abs} - частота основной полосы поглощения красителя.

Объединяя выражения (3) и (4) получим условие для минимальной частоты возбуждения антистоксовой флуоресценции:

$$h\nu_{ex} \geq 2h\nu_{as} - h\nu_{abs} \quad (5)$$

Из выражения (5) можно найти длину волны «красной границы» антистоксовой флуоресценции (λ_{\max}) без учета потерь на нагрев матрицы:

$$\lambda_{\max} \leq \frac{\lambda_{as}\lambda_{abs}}{2\lambda_{abs} - \lambda_{as}}. \quad (6)$$

Для красителя феналемин 512 имеем следующие спектральные параметры: $\lambda_{abs} = 526$ нм; $\lambda_{as} = 604$ нм, что дает:

$$\lambda_{\max} = \frac{604 \times 526}{2 \times 526 - 604} \approx 709 \text{ нм}. \quad (7)$$

Для красителя кумарин 7 – $\lambda_{\max} \approx 622$ нм.

Экспериментально для возбуждения антистоксовой флуоресценции использовались источники когерентного и не когерентного излучения с разными длинами волн: Nd:YAG лазер LCM-T-111 ($\lambda=532$ нм), He-Ne лазер ЛГН-207Б ($\lambda=632,8$ нм), лазерный диод ($\lambda=648$ нм), светодиод LUR 2043 ($\lambda=678$ нм) и полупроводниковый лазер ($\lambda=792$ нм). Мы не наблюдали антистоксову флуоресценцию феналемина 512 при возбуждении излучением с длиной волны 792 нм. Антистоксова флуоресценция кумарина 7 не наблюдается при возбуждении излучением с длиной волны 632,8 нм. Таким образом, расчетное значение длины волны «красной границы» антистоксовой флуоресценции красителей соответствует экспериментальным результатам.

Определение матричных элементов излучательных переходов в активных слоях

лазерных диодов

Рябцев Андрей Геннадьевич

Крылова Любовь Георгиевна

Белорусский Государственный Университет

Буров Леонид Иванович, к.ф.-м.н.

ryabtsev@dragon.bas-net.by

Матричный элемент излучательных переходов определяет вероятность излучательных переходов между уровнями зоны проводимости и валентной зоны в активном слое лазерного диода. Величина матричного элемента входит в выражения, определяющие коэффициент усиления и скорость излучательной рекомбинации в активном слое. Поэтому, для расчета данных характеристик, необходимо определить значение матричного элемента излучательных переходов для различных, в том числе и квантоворазмерных, лазерных структур, дающее информацию об эффективности преобразования электрической энергии в излучение, генерируемое лазерным диодом. Теоретический расчет матричного элемента излучательных переходов обычно проводится на основе метода возмущений второго порядка, известного как **k · p** метод [1].

В данной работе предложен простой метод определения матричного элемента излучательных переходов исследуемого лазерного диода по экспериментально измеренному в пороге генерации спектру люминесценции в относительных единицах. Предложенная процедура расчета позволяет быстро определить матричный элемент, а также спектры люминесценции и усиления в абсолютных единицах в пороге генерации для лазерных диодов любого типа.

На эксперименте крайне сложно зарегистрировать спектр мощности люминесценции в абсолютных единицах, поскольку практически невозможно определить, какая доля от всего излучения выходит из диода и может быть зарегистрирована прибором. Таким образом, в пороге генерации исследуемого лазерного диода фиксируется спектр люминесценции в относительных единицах. Для перехода к абсолютным единицам используется универсальное соотношение, связывающее спектр мощности люминесценции $W_{\text{люм}}(h\nu)$ и спектр коэффициента усиления $k(h\nu)$ [2]:

$$\frac{W_{\text{люм}}(h\nu)}{k(h\nu)} = \frac{8\pi n^2 (h\nu)^3}{h^2 c^2} \frac{1 - e^{-\Delta F/kT}}{1 - e^{-h\nu/kT}} \frac{1}{e^{(h\nu - \Delta F)/kT} - 1}, \quad (1)$$

где n – показатель преломления, $h\nu$ – энергия фотона, c – скорость света, k – постоянная Больцмана, T – температура, ΔF – разность квазиуровней Ферми. По формуле (1) и измеренному на эксперименте в пороге генерации лазерного диода спектру мощности люминесценции можно получить набор кривых усиления, соответствующих различным значениям ΔF . Из построенного набора спектров усиления выбирается спектр, максимум которого совпадает со значением энергии генерации лазерного диода. Учитывая, что в пороге генерации максимальное значение коэффициента усиления равно коэффициенту потерь, можно привести спектр усиления к абсолютным единицам. Еще раз применив формулу (1), получаем спектр мощности люминесценции в абсолютных единицах. В результате, используя выражения для скорости испускания

$r_{\text{ном}}(h\nu)$, следующее из общей теории полупроводниковых лазеров, можно вычислить искомое значение матричного элемента излучательных переходов исследуемого лазерного диода [3].

Предложена методика определения матричного элемента излучательных переходов в активном слое лазерного диода на основе экспериментально измеренного спектра мощности люминесценции в пороге генерации. Данный метод позволяет определять значения матричных элементов для лазерных диодов различного типа и, в частности, применялся для лазерных диодов на основе GaAs и InAs гетероструктур.

Список публикаций:

[1].Gershoni D., Henry C.H., Baraff G.A., *IEEE J. Quantum Electron.*, 29, 2433-2450 (1993).

[2].Грибковский В.П. *Полупроводниковые лазеры* (1988).

[3]/Adams M.J., Landsberg P.T., *The theory of the injection lasers* (1969).

Спектральные характеристики кристаллов ортованадата иттрия, активированных редкоземельными ионами

Рябцев Андрей Геннадьевич

Богданович Максим Владимирович, Енжиевский Алексей Иванович

Щемелев Максим Анатольевич

Белорусский Государственный Университет

Буров Леонид Иванович к.ф.-м.н.

ryabtsev@dragon.bas-net.by

В настоящее время в различных лазерных системах с диодной накачкой широко используются кристаллы ортованадата иттрия, активированные ионами неодима. Данные кристаллы обладают рядом преимуществ перед существующими активными кристаллическими средами (YAG, и т.д.). Основным преимуществом кристаллов ортованадата иттрия, активированных ионами неодима, является достаточно большое сечение вынужденных переходов в канале ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Среди недостатков таких кристаллов следует отметить малое время жизни лазерного уровня ${}^4F_{3/2}$ (90μs), а также меньшее значение коэффициента теплопроводности, по сравнению с традиционно используемым кристаллом Nd:YAG. В настоящей работе проведены исследования спектральных характеристик перспективных кристаллов ортованадата иттрия, активированных различными редкоземельными элементами.

Наибольший интерес среди исследуемых образцов представляет кристалл Yb:YVO⁴, который в настоящее время используется в высокоэффективных лазерных системах, поскольку квантовый дефект для ионов иттербия составляет ~10%. Существует ряд работ по исследованию генерационных характеристик данного кристалла, однако спектроскопические характеристики данного кристалла мало изучены. Кристаллы, активированные ионами эрбия (Nd,Er:YVO⁴, Er,Yb:YVO⁴, Er:YVO⁴), могут быть использованы, в качестве активных сред лазерных систем, излучающих в условно безопасном для глаз спектральном диапазоне, поэтому они также привлекают к себе повышенное внимание исследователей.

Изучены спектральные характеристики кристаллов ортованадата иттрия, активированных различными редкоземельными элементами (Nd,Er:YVO⁴, Er,Yb:YVO⁴, Er:YVO⁴, Yb:YVO⁴, Nd:YVO⁴), при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Зарегистрированы спектры поглощения, люминесценции и возбуждения исследуемых образцов кристаллов. На основании полученных экспериментальных данных произведен анализ штарковского расщепления уровней редкоземельных элементов в электростатическом поле кристаллической матрицы. На основании измерений затухания люминесценции определены времена жизни возможных лазерных уровней. Полученные значения времен жизни для кристалла Nd:YVO⁴ хорошо согласуются с литературными данными, для ионов иттербия в кристалле ортованадата иттрия время жизни возбужденного состояния ${}^2F_{5/2}$ составляет ~1мс. При изучении характеристик кристаллов, активированных ионами эрбия, особое внимание было уделено исследованию различных каналов потерь связанных с концентрационными эффектами (апконверсия, кросс-релаксация, наличие сложных активаторных центров).

Получены спектры люминесценции и поглощения при 300 К и 77 К, определены времена жизни различных лазерных уровней, проведен анализ штарковского расщепления уровней активных ионов, рассмотрены различные каналы потерь, связанные с концентрационными эффектами.

Воздействие лазерного излучения на кровь человека

Сакович Сергей Иванович

Алтайский Государственный Университет

Букатый В.И., д.ф.-м. н.

sakovich.584@phys.dcn-asu.ru

Одной из интенсивно развивающихся областей знаний, представляющих интерес для физиков, работающих над созданием оптических медицинских технологий, является оптика биотканей. Рассмотренные

ранее эффекты и результаты исследований оптики биотканей, с разнообразной структурной организацией, показывают необходимость углубленного изучения их оптических характеристик.

Целью работы являлось исследование процесса ослабления света, экспериментальное изучение распространения лазерного излучения в крови и построение индикатрис рассеяния для различных концентраций эритроцитов в одном микролитре крови, измерение температуры крови, при облучении ее гелий-неоновым лазером [1,2]. Выбор крови, в качестве объекта исследования, обусловлен тем, что кровь является составляющей компонентой практически любой биологической ткани. Учитывая тот факт, что ослабление есть результат рассеяния и поглощения, необходимо определить величину вкладов каждого из этих процессов. Основными центрами рассеяния и поглощения в крови являются эритроциты, так как их число велико по сравнению с количеством других форменных элементов. Поэтому для нас, прежде всего, представлял интерес эксперимент по определению зависимости коэффициента ослабления от количества эритроцитов.

Эксперименты по определению коэффициента ослабления проводились на сконструированных нами установках с гелий – неоновым и полупроводниковым лазерами. Измерение коэффициентов ослабления производили следующим образом. На выходе гелий – неоновый лазер дает почти параллельный пучок, который, падая на кювету с кровью, рассеивается. После этого излучение собирается линзой и фокусируется на фотоэлектронный умножитель. При этом рассеянное излучение отбрасывается с помощью диафрагмы, которая позволяет учитывать полный угол расхождения 1^0 . Показания снимаются с милливольтметра.

Излучение полупроводникового лазера, проходя через кювету и систему из двух линз, фокусируется на фотодиод, перед которым расположена диафрагма (полный угол расхождения $3,8^0$).

Для расчета коэффициента ослабления использовали закон Бугера – Ламберта, с учетом коэффициента пропускания кварцевой кюветы с прозрачными окнами [3]. Число эритроцитов изменяли посредством разбавления крови её плазмой. Подсчет эритроцитов проводили с использованием сетки Горяева [4].

Количество эритроцитов варьировало в интервале от $3,7 \cdot 10^6$ до $1,5 \cdot 10^5$ штук в одном микролитре крови, при этом коэффициент ослабления изменялся от $8,97\text{мм}^{-1}$ до $7,91\text{мм}^{-1}$ для гелий – неоновых лазера и от $8,15\text{мм}^{-1}$ до $6,58\text{мм}^{-1}$ для полупроводникового лазера. Таким образом, можно сказать, что, изменив концентрацию почти в 25 раз, коэффициент ослабления изменился очень незначительно, что говорит о том, что не эритроциты вносят основной вклад в ослабление лазерного излучения.

Эксперименты по определению индикатрис рассеяния проводились следующим образом. Световой пучок ОКГ проходит через кювету с кровью и попадает на фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-68), перед которым расположена система из трех диафрагм (угол поля зрения 1^0). Данная система пропускает лучи в малом телесном угле. Сигнал с ФЭУ идет на регистрирующий прибор (вольтметр цифровой постоянного тока Щ 1518). Перемещая диафрагму совместно с ФЭУ перпендикулярно осевому лучу, можно регистрировать свет, рассеянный под разными углами. Измерения интенсивности проводились через каждые пять градусов. Эксперименты также проводили при различных концентрациях крови.

Нами были проведены эксперименты по измерению температуры крови, при облучении ее гелий-неоновым лазером. Опыты проводились с использованием платино-родиевой термопары [5]. Лазерное излучение, проходя через слой крови, передает ей некоторое количество теплоты. С помощью термопары, подключенной к милливольтметру постоянного тока регистрировалось изменение сигнала. В ходе эксперимента регистрировалось изменение температуры, при времени воздействия лазерного излучения до 30 секунд. При времени превышающем 30 секунд изменение температуры зафиксировано не было.

Так же было получено распределение температур вдоль оси луча и перпендикулярно ей. При обработке результатов стало ясно, что при облучении крови температура нижних слоев становится выше температуры верхних слоев. Казалось бы парадоксальное явление. Однако оно вполне объяснимо. Такое распределение температур связано со структурой крови. Кровь – взвесь форменных элементов, находящихся в жидкой части – плазме. Поведение эритроцитов со временем характеризуется скоростью оседания, поэтому частица, получив некоторое количество тепла, оседает, тем самым, нагревая нижние слои. Эксперимент показал, что градиент температуры по ходу луча составил $0,4^0\text{C}$, в других направлениях он составил $0,1^0\text{C}$.

Список публикаций:

- [1]. Лопатин В.В., Приезжев А.В., Федосеев В.В. Численное моделирование процесса распространения света в мутных биологических средах // Биомедицинская радиоэлектроника, 2000г., №7.
- [2]. Тучин В.В. Оптика биотканей: основы лазерной диагностики и дозиметрии. Саратов: изд-во Саратовского университета. 1998. 256с.
- [3]. Годжаев Н.М. Оптика. Учебное пособие для вузов. М., Высшая школа. 1977, 432с
- [4]. Козловская А.В., Николаев А.Ю. Учебное пособие по клиническим лабораторным методам исследования. М., Медицина. 1985, 225с.
- [5]. Олейник Б.Н., Лаздина С.И., Лаздин В.П., и др. Приборы и методы температурных измерений. М.: изд-во стандартов, 1987, 296 с.

Зависимость оптического поглощения кристаллами алюмоиттриевого граната от концентрации активной примеси неодима

Свердлов Михаил Сергеевич

Куликов Сергей Юрьевич

Челябинский Государственный Педагогический Университет

Брызгалов Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

mickey-74@yandex.ru

Оптические свойства кристалла $[Y_3 Al_2 (AlO_4)]$ – АИГ зависят от химического состава и концентрации активной примеси в нем. Наличие неодима (Nd) в АИГ в качестве активной примеси обуславливают лазерные свойства кристалла. В данной работе рассматриваются образцы кристаллов выращенных методами Чохральского и направленной кристаллизации.

Основными задачами исследования являются:

- определение концентрации активной примеси неодима в кристаллах АИГ оптическим спектральным методом;
- установление оптимальной концентрации примеси неодима в АИГ на основе анализа полученных графиков и результатов применения метода гидротермального травления.

Для экспериментального нахождения концентрации неодима был выбран спектрально оптический метод, который состоит в том, что с изменением концентрации активной примеси в кристалле меняется интенсивность спектра поглощения, но характер спектра сохраняется. Серия опытов проводилась с помощью спектрофотометра СФ – 56. По результатам исследования образцов АИГ строился график зависимости интенсивности поглощения от концентрации неодима. Для кристалла АИГ без примеси в диапазоне 480 – 1090 нм. кривая интенсивности не имела ярко выраженных максимумов и минимумов. Среднее значение интенсивности спектров кристаллов с примесями неодима $I = 1,05$ ед. на указанном интервале, дисперсия $\delta = 0,05$ ед. Погрешность прибора 1%. Для АИГ + Nd в указанном диапазоне выделяется пять пиков интенсивности (рис. 1). Причем для различных образцов исследуемого кристалла пики строго соответствовали определенным длинам волн (I - 521 нм., II - 578 нм., III - 739 нм., IV - 799 нм., V - 859 нм.) и отличались лишь численным значением интенсивности, т.к. образцы имели различную концентрацию неодима.

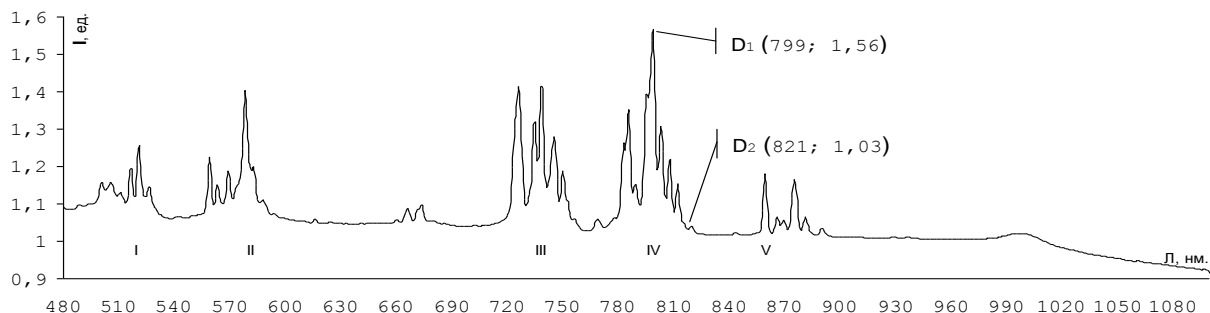


рис. 1

Интенсивность является определяющим фактором при расчете концентрации активной примеси, которую условно можно рассматривать как функцию $C = f(\Delta D)$, где $\Delta D = D_1 - D_2$. При $\Delta D \rightarrow 0,53$ ед. мы имеем АИГ + Nd, при $\Delta D \rightarrow 0$ имеем АИГ без примесей ($\Delta D = \delta = 0,05$ ед.). Концентрацию активной примеси можно вычислялась по формуле (1):

$$C = \alpha \cdot \frac{D_1 - D_2}{d} \quad (1)$$

Где C – концентрация активной примеси в весовых процентах, α – коэффициент пропорциональности (для неодима $\alpha = 2 \cdot 10^{-5}$ м.), D_1 и D_2 – значение интенсивностей спектра для максимального и минимального значения спектра соответственно, d – толщина образца.

Для образца, график которого изображен на рис. 1 - $C = 0,422$ %, при $d = 2,51 \cdot 10^{-3}$ м.

Определение оптимальной концентрации примеси неодима в АИГ осуществлялось на основе анализа полученных графиков для нескольких кристаллов. С приближением концентрации неодима к 0,6 % на графиках наблюдалась максимальная амплитуда интенсивности. При переходе за этот предел увеличение амплитуды не обнаруживалось. Эти же образцы были исследованы методом гидротермального травления. До оптимальной концентрации примесь распределяется по границам ячеек, с превышением оптимального значения в кристаллах наблюдаются макроскопические включения не растворившейся окиси неодима. Такие кристаллы не могут использоваться в лазерной технике, так как на включениях будет происходить рассеяние (тушение) излучаемой энергии.

Выводы:

Представлен оптический спектральный метод определения концентрации активной примеси неодима в кристаллах АИГ, используемых в качестве активных элементов в лазерах.

Экспериментально установлена оптимальная концентрация примеси неодима в кристаллах АИГ (0,6 %), с превышением которой в кристаллах образуются области не растворившейся примеси окиси неодима. Такие кристаллы не могут использоваться в качестве активных элементов квантовых генераторов.

О возможностях реализации субпикосекундных газовых лазеров

Соснина Юлия Владимировна

Ростовский Государственный Университет

Латуш Евгений Леонидович, д.ф.-м.н.

latush@phys.rsu.ru

Пикосекундные и фемтосекундные импульсы в лазерах получают методом синхронизации мод [1]. При этом длительность импульса τ определяется шириной спектра кривой усиления $\Delta\nu$, в пределах которой могут возбуждаться моды резонатора $\tau \approx 1/\Delta\nu$. Поэтому для получения фемтосекундных импульсов используют активные среды с очень широкими полосами усиления (например, сапфир, легированный титаном).

В докладе предлагается альтернативная возможность получения ультракоротких импульсов (УКИ). Ведь для достижения малых длительностей импульсов генерации не обязательно, чтобы кривая усиления была сплошной по спектру — достаточно, чтобы она состояла из нескольких отдельных далеко отстоящих друг от друга полос или даже сравнительно узких линий усиления. Такая ситуация характерна для многих газовых лазеров (Ar^+ , Kr^+) и особенно для лазеров на парах металлов (ЛПМ), которые могут генерировать одновременно на большом наборе далеко отстоящих друг от друга длин волн. Это справедливо также и для некоторых твердотельных активных сред, таких как неодимовый лазер (полосы генерации с λ 0.92, 1.06, 1.37 мкм). Как показывают расчеты, при совместной синхронизации мод сразу во всех линиях генерации получается хотя и довольно сложная, но регулярно повторяющаяся последовательность УКИ с длительностью, примерно определяемой частотным интервалом между наиболее удаленными контурами (полосами) усиления: $\tau \approx 1/(\nu_1 - \nu_k)$.

Такой подход позволяет, в принципе, получить субпикосекундные и фемтосекундные импульсы даже от газовых и ЛМП лазеров, генерирующих одновременно на нескольких длинах волн в разных частях спектра. Например, от He-Cd⁺ лазера (λ 325, 441.6, 533.7, 537.8, 635.5, 636 нм), He-Sr⁺ лазера (416.2, 430.5 нм), Ar⁺ лазера (438.4, 454.5, 476.8, 472.7, 488, 514.5 нм) и других.

Сделанные расчеты, в частности, показали, что при одновременной синхронизации мод трех линий He-Cd⁺ лазера (λ 441.6, 533.7, 537.8 нм) излучение лазера представляет собой последовательность импульсов с длительностью ≈ 3 фс, что соответствует эффективной спектральной ширине линии $\Delta\lambda \approx 96$ нм (разности λ 537.8 нм и λ 441.6 нм линий Cd⁺). При синхронизации упомянутых выше шести линий Ar⁺ лазера получались импульсы генерации с $\tau \approx 8$ фс.

К недостаткам такого способа синхронизации мод можно отнести то, что сверхкороткие импульсы располагаются сравнительно близко друг к другу и амплитуда их меняется по довольно сложному закону. Это является следствием того, что общее число синхронизованных мод невелико, так как контуры усиления не заполняют весь спектральный интервал. Однако можно предположить, что при наличии в резонаторе лазера нелинейной среды (или хотя бы при отсутствии поглощения в интервалах между линиями генерации) есть вероятность возбуждения мод резонатора и в промежутках между лазерными линиями, что повысит качество генерируемых сверхкоротких импульсов.

Такого рода газовые лазеры с совместной синхронизацией мод в нескольких линиях генерации могут оказаться сравнительно простыми источниками ультракоротких импульсов, пригодными к применению, например, в оптических стандартах времени и частоты.

Список публикаций:

[1] Крюков П.Г., *Квантовая электроника*, **31**, 95-119 (2001).

Исследование оптических свойств поликристаллических слоев диоксида ванадия, легированного вольфрамом

Сунэ Екатерина Федоровна

Российский Государственный Педагогический Университет

Ханин Самуил Давидович, д.ф.-м.н.

soune@rambler.ru

Материалы с фазовым переходом металл-полупроводник (ФПМП), благодаря способности скачком менять свои физические параметры, перспективны в качестве основы для создания различных устройств оптоэлектроники: оптических ограничителей, оптических запоминающих устройств, сигнальных систем и др.

В данной работе исследовались оптические свойства поликристаллических пленок диоксида ванадия, легированного вольфрамом. Данные материалы представляют наибольший интерес среди материалов с ФПМП тем, что у указанных пленок удобная для практического использования область рабочих температур (40 - 60 градусов) [1].

Поликристаллические образцы диоксида ванадия получались методом лазерной абляции металлического ванадия в кислородосодержащей атмосфере с добавлением вольфрама.

В работе были проведены исследования отражательной способности и морфологии синтезированных пленок диоксида ванадия. Как показали исследования на атомно-силовом микроскопе, пленки имеют поликристаллическую структуру (см. рис.1).

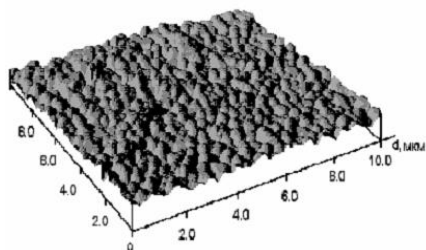


рис.1

степенью дефицита кислорода в пленке VO_2 . Отклонение состава соединения от стехиометрического типа дефицита кислорода приводит к тому, что петли термического гистерезиса отражательной способности пленки появляются протяженные по шкале температур ветви главной петли (которая складывается обычным суммированием отдельных элементарных петель), и вся петля оказывается сдвинутой в область низких температур на $\sim 15^\circ\text{C}$ (см. рис.2) [2].

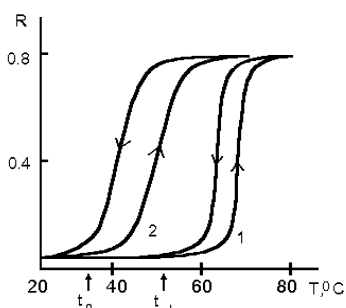


рис.2. Характерные петли термического гистерезиса отражательной способности пленок диоксида ванадия без легирующей примеси (1) и с легирующими примесями (2)

Это значит, что можно рассматривать зерна пленки как монокристаллы разного размера, и считать, что в каждом зерне может зародиться и расти только один зародыш новой металлической фазы в толще полупроводниковой. При этом каждое зерно-кристаллит будет обладать своей элементарной петлей гистерезиса, “вертикальной” по отношению к шкале температур, т.е. при достижении температуры перехода зерна в металлическое состояние зародыш новой фазы со скоростью звука прорастает сквозь все зерно, находившееся перед этим в полупроводниковой фазе. Так же положение элементарной петли определяется

Наблюдаемое на опыте смещение петли температурного гистерезиса в сторону низких температур, возможно вследствие того, что валентность примесных атомов (W^{+6}) выше, чем у ванадия (V^{+4}), это вызывает образование кислородных вакансий, которые играют роль доноров, увеличивающих количество носителей заряда, которые, как было отмечено выше, понижают температуру ФПМП.

Список публикаций:

[1] Шадрин Е.Б. Оптика фазовых превращений и электретных состояний в оксидах переходных металлов // Докт. дисс. / СПб., 1997, 556 с.

[2] Шадрин Е.Б., Ильинский А.В. О природе фазового перехода металл-полупроводник в диоксиде ванадия// Физика твердого тела/ 2000, том 42, вып.6

Коноскопические фигуры одноосных кристаллов в слабосходящихся пучках

Сюй Александр Вячеславович

Лихтин Владимир Валентинович

Комсомольский-на-Амуре Государственный Технический Университет

Строганов Владимир Иванович, д.ф.м.н.

kof@knastu.ru

Вид интерференционной картины в значительной степени зависит от фронта волны. В работе [1] авторы получили интерференционные картины со световыми пучками, имеющими малую угловую расходимость в виде параллельных полос, ориентированных перпендикулярно оптической оси кристалла (см. рис.1). В качестве образцов используются кристаллические пластинки ниобата лития, оптическая ось расположена в плоскости образца. Оптическая ось кристалла составляет с главными плоскостями поляризаторов 45° . Интерференционные картины, полученные с помощью сильно расходящихся или сходящихся пучков называются коноскопическими фигурами и отличаются по виду в зависимости от направления пропускания световых пучков [2]. Так, например, при пропускании конусного пучка света вдоль оптической оси получается Мальтийский крест, а при перпендикулярном падении (вдоль оси X или Y) семейство четырех гипербол. В [1] авторы предполагают, что полученные интерференционные картины являются частным случаем коноскопических фигур. Нами выяснено, что при уменьшении угла, образующего пучки в виде конуса обычные коноскопические фигуры трансформируются в семейство параллельных полос, ориентированных перпендикулярно оптической оси кристалла (предельный угол $2\Theta \approx 20^\circ$).

При использовании двух, близко расположенных, кристаллов ниобата лития коноскопические фигуры

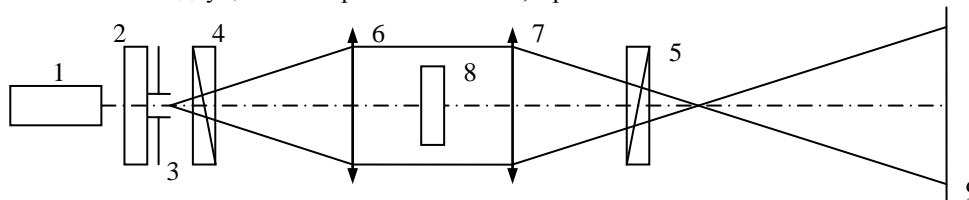


Рис. 1.

1 – He-Ne лазер ($\lambda=0,6328$ мкм); 2 – диффузор; 3 – диафрагма;
4, 5 – поляризатор и анализатор; 6, 7 – положительные линзы; 8 – кристалл; 9 – экран

накладываются друг на друга. От угла между оптическими осями α и их направлений зависит результат наложения коноскопических картин:

- 1) при $\alpha=0^\circ$ (z_1 сонаправлена z_2) расстояние между интерференционными полосами максимальное;
- 2) при $\alpha=180^\circ$ (z_1 противоположно направлена z_2) расстояние между интерференционными полосами минимальное;
- 3) при $\alpha=90^\circ$ (z_1 перпендикулярна z_2) получаются параллельные полосы, ориентированные под углом 45° к оптическим осям, если изменить направление одной из осей, то результирующие интерференционные полосы меняют свое направление на 90° ;
- 4) при $\alpha=30^\circ$ интерференционные полосы трансформируются в сетку с ячейкой в виде ромба.

Две кристаллические пластинки в стандартной схеме по наблюдению за коноскопическими картинками дают четыре семейства гипербол, разделенные главными плоскостями поляризаторов [2]. При наложении таких картин изменяется только расстояние между интерференционными полосами, также как и в случае с параллельными полосами. А при α отличном от 0° и 90° интерференционные фигуры накладываются друг на друга независимо, образуя восемь семейств гипербол, при этом одна из картин поворачивается на угол α .

По виду интерференционной картины можно производить оценку структуры световых пучков, падающих на кристалл. На фоне этих картин отчетливо видны наведенные оптические неоднородности в объеме кристалла [3]. Таким образом, с помощью установки (см. рис.1) можно проводить диагностику прозрачных материалов на предмет наличия оптических неоднородностей.

Список публикаций:

- [1] Карпец Ю.М., Строганов В.И., Сюй А.В. Коноскопические фигуры нового вида. Межвузовский сборник научных трудов «Нелинейная оптика», Хабаровск, ДВГУПС, 2000.
- [2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М: Наука, 1970. – 856 с.
- [3] Карпец Ю.М., Максименко В.А., Сюй А.В. Нетрадиционные коноскопические фигуры в слабосходящихся широкоапертурных пучках. Электронный журнал «Исследовано в России», <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2004/261.pdf>

Индикатрисы рассеяния когерентного излучения

Файчук Виталий Сергеевич

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения

Максименко Виталий Александрович, к.ф.-м.н.

Mva30@mail.ru

Рассеиватели света используются в одной из методик по наблюдению коноскопических фигур. В случае их применения коноскопические фигуры можно наблюдать на большом экране, что более удобно. Представляет интерес исследование света, прошедшего через различные рассеиватели, в частности, изучение таких характеристик, как интенсивность рассеянного света, степень поляризации и др.

В данной работе был поставлен эксперимент по изучению индикатрис рассеяния для некоторых материалов. Планируется постановка эксперимента по определению степени поляризации рассеянного света. Ниже указаны некоторые характеристики применяемого оборудования. Гелий-неоновый лазер с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм, мощностью 60 мВт. В качестве рассеивающих сред были выбраны матовое стекло, матовая бумага, спиртовой раствор (95%). Фотодиод закреплен на специальной площадке, способной перемещаться по дуге окружности. Это позволяет всегда располагать светодиод нормально падающему на него свету и снимать показания при любых углах рассеяния.

Газовые лазеры на комбинированных разрядах типа положительный столб – полый катод (ПС-РПК) и положительный столб – двойной слой (ПС-ДС)

Фесенко Александр Анатольевич

Ростовский Государственный Университет

Латуш Евгений Леонидович, д.ф.-м.н.; Чеботарев Геннадий Дмитриевич, к.ф.-м.н.

latush@phys.rsu.ru

В работе исследованы новые методы газоразрядного возбуждения активных сред газовых лазеров и ионных лазеров на парах металлов, в частности, He-Cd лазера, – возбуждение в комбинированных разрядах, сочетающих преимущества продольного разряда (высокая устойчивость и однородность разряда, простота конструкции разрядной трубки, возможность катафорезного ввода паров металлов) и поперечного разряда в полой катод – РПК (наличие группы быстрых электронов, позволяющей примерно на порядок повысить коэффициент усиления и энергетические характеристики генерации, а также намного расширить набор длин волн генерации). ПС-РПК разряд с указанными свойствами был реализован нами в продольных разрядных трубках с металлическими сегментами. При достаточно большой глубине проникновения разряда в полость сегментов на значительной части активной длины достигались условия, типичные для РПК. Наличие аксиального электрического поля, как в полости металлических сегментов, так и в области между сегментами, где имел место положительный столб тлеющего разряда, позволило осуществить удобный катафорезный ввод паров металла в разрядный канал в импульсно-периодическом [1], квазинепрерывном и непрерывном режимах.

Нами были детально исследованы кварцевые сегментированные разрядные трубки с металлическими вкладышами с различной длиной металлических сегментов (2,5; 5; 7,5 см) и с различной активной длиной (26 и 65 см). Диаметр разрядного канала равнялся 3 мм. В ходе экспериментов был реализован устойчивый импульсный и непрерывный разряд, в котором наблюдаются четко выраженные свойства РПК. Была получена генерация в квазинепрерывном режиме на переходах в сине-зеленой области спектра AgII. Длительность импульсов накачки и генерации были ~ 50-100 мкс. Кроме того, была получена и исследована генерация на $\lambda=585,3$ нм NeI в смеси Ne-H₂ в послесвечении, а также изучена генерация в He-Kr смеси на $\lambda=469,4, 458,3, 431,8$ нм KrII в послесвечении. При этом достигнутый коэффициент усиления ($\mu_0 = 0,8$ м⁻¹) приближался к величинам, достигнутым в РПК. Дальнейшие эксперименты были направлены на исследование лазерной генерации в ионном спектре кадмия. Накачка лазерных переходов иона кадмия осуществляется за счет ударов II рода: для синей линии (441,6 нм) механизмом накачки является реакция Пеннинга:



для зеленых (533,7 и 537,8 нм) и красных линий (635,5 и 636 нм) – перезарядка [2]:



В результате экспериментов была реализована эффективная одновременная трехволновая генерация в импульсно-периодическом и квазинепрерывном режимах с высоким коэффициентом усиления, сравнимым с усилением в РПК. В частности, были достигнуты следующие характеристики квазинепрерывной генерации на ионных линиях кадмия: 441,6 нм ($\mu_0 = 0,9$ м⁻¹, $\phi_r = 20$ мкс) и 537,8; 533,7 нм ($\mu_0 = 0,39$ м⁻¹, $\phi_r = 10$ мкс) при разряде в смеси He-Cd с давлением гелия 50-100 Тор и давлением кадмия $10^{-2} - 10^{-1}$ Тор. Для сравнения отметим, что в катафорезных He-Cd лазерах с разрядом в ПС генерация наблюдается только на линии 441,6 нм

при более низких давлениях гелия и кадмия, соответственно, 3 Тор и 10^{-2} Тор и со значительно меньшим коэффициентом усиления $\eta_0 = 0,23 \text{ м}^{-1}$.

Другим направлением исследований являлось изучение разряда ПС-ДС. Интересной особенностью данного типа разряда является ускорение электронов в переходной области ДС, образующейся в ПС при ступенчатом изменении диаметра разрядного канала [3, 4]. Двойной слой формируется с катодной стороны разрядной трубки на границе перепада диаметров и состоит из пространственно разделенных слоев электрических зарядов разного знака. Следовательно, на двойном слое существует разность потенциалов (тем большая, чем больше перепад диаметров), способствующая ускорению электронов плазмы. Были проведены расчеты зависимости электронной температуры и скачка потенциала на двойном слое от давления газа (гелия) и разности диаметров узкой и широкой частей разрядной трубки. В частности, эти расчеты показали, что с увеличением разности диаметров энергия быстрых электронов в ДС резко возрастает.

Экспериментальная лазерная трубка состояла из набора чередующихся диэлектрических сегментов диаметрами 4,5 и 10 мм. Общая активная длина равнялась 60 см. В экспериментах получена одновременная генерация лазерного излучения в импульсном режиме в смеси He-Kr на ионных линиях криптона (431,8; 458,3; 469,4 нм KrII). Накачка линий Kr II возникает за счет передачи возбуждения от метастабильных атомов гелия ионам криптона:



Результаты измерений показали, что ненасыщенный коэффициент усиления активной среды, содержащей последовательность двойных слоев, выше, чем при использовании ПС. Так, на линии 469,4 нм KrII был достигнут коэффициент усиления $\eta_0 = 0,3 \text{ м}^{-1}$, что примерно на 20% выше, чем в однородном положительном столбе с диаметром трубки 4,5 мм. Эксперименты по изучению генерации в смеси He-Cd заметного отличия от подобных экспериментов с ПС не выявили. Вероятнее всего, ввиду сравнительно малой разности диаметров диэлектрических втулок данной лазерной трубки, ускоряющая разности потенциалов на ДС оказалась недостаточной для существенного повышения η_0 в данной смеси. Однако проведенные расчеты показывают целесообразность дальнейших исследований разряда типа ПС-ДС, при этом необходимо уменьшить внутренний диаметр диэлектрических сегментов (до 2-3 мм), и увеличить количество ДС за счет уменьшения длины сегментов.

Работа поддержана грантом РФФИ №04-02-96804.

Список публикаций:

- [1] Латуш Е.Л., Чеботарев Г.Д. Васильченко А.В., *Оптика атмосферы и океана*, **11**, №2–3, 171–175 (1998).
- [2] Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. *Ионные лазеры на парах металлов*. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [3] Грановский В. Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток*. М.: Наука, 1971.
- [4] Грязневич М. П., Лавров Б. П., *Письма в ЖТФ*, **3**, 697-700 (1977).

Исследование возможностей повышения энергетических характеристик рекомбинационного He-Sr лазера за счет увеличения давления активной среды

Фесенко Александр Анатольевич

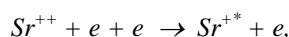
Самарцева Елена Сергеевна

Ростовский Государственный Университет

Чеботарев Геннадий Дмитриевич, к.ф.-м.н.; Пруцаков Олег Олегович, к.ф.-м.н.

latush@phys.rsu.ru

He-Sr лазер обеспечивает генерацию в фиолетовой (430,5 и 416,2 нм SrII) области спектра с высоким уровнем средней мощности [1]. Накачка верхних лазерных уровней осуществляется ударно-радиационной рекомбинацией двукратных ионов стронция в послесвечении импульсного разряда



инверсия же достигается в результате эффективной очистки нижних лазерных уровней за счет электронного девозбуждения. В экспериментах по оптимизации саморазогревных активных элементов He-Sr лазера с увеличением давления гелия наблюдается рост средней мощности генерации вплоть до оптимальных значений $p(\text{He}) \sim 0,5\text{--}0,9$ атм, затем мощность снижается. Анализ показал, что существование оптимального $p(\text{He})$ связано с ограничением скорости охлаждения электронов в раннем послесвечении вследствие того, что уменьшающееся с ростом $p(\text{He})$ время охлаждения электронов становится соизмеримым с длительностью заднего фронта импульса тока. В результате при давлениях гелия, превышающих оптимальное $p(\text{He})_{\text{опт}}$, растут потери ионов Sr^{++} на фазе включения рекомбинационной накачки. Как следствие, рост скорости накачки замедляется, а к.п.д. снижается. Поскольку в саморазогревном режиме необходимый рост давления паров стронция обеспечивается лишь слабым ростом потребляемой активным элементом мощности, то существенное падение к.п.д. при больших давлениях приводит, соответственно, к снижению средней мощности генерации.

Установленный механизм ограничения роста энергетических характеристик позволяет объяснить наблюдаемую зависимость $p(\text{He})_{\text{опт}}$ от величины накопительной емкости C и предложить пути повышения $p(\text{He})_{\text{опт}}$. Действительно, оптимальное давление соответствует условиям примерного равенства времени охлаждения электронов $\tau_{\text{охл}} \sim 1/p(\text{He})$ и длительности заднего фронта импульса тока $\tau_{\text{ф}} \sim (LC)^{0.5}$. Поэтому $p(\text{He})_{\text{опт}} \sim 1/C^{0.5}$. Очевидно, что снижением C можно обеспечить повышение $p(\text{He})_{\text{опт}}$ и, соответственно, средней мощности генерации. Однако, возможности варьирования C ограничены необходимостью выполнения условия согласования импедансов источника накачки и активного элемента. Другим, более кардинальным способом повышения энергетических характеристик при больших давлениях может быть резкий обрыв импульса тока на заднем фронте. Очевидно, что при $\tau_{\text{ф}} \rightarrow 0$ $p(\text{He})_{\text{опт}} \rightarrow \infty$ (при отсутствии других ограничивающих факторов). Техническое решение, позволяющее осуществлять резкий обрыв импульса тока с помощью дополнительного срезающего тиратрона, предложено в [2]. На рис.1 представлены результаты натурных и численных экспериментов (при моделировании использовалась модель [3]), иллюстрирующие потенциальные возможности саморазогревных He-Sr лазеров ($l = 45$ см и $d = 1.5$ см) при высоких $p(\text{He})$.

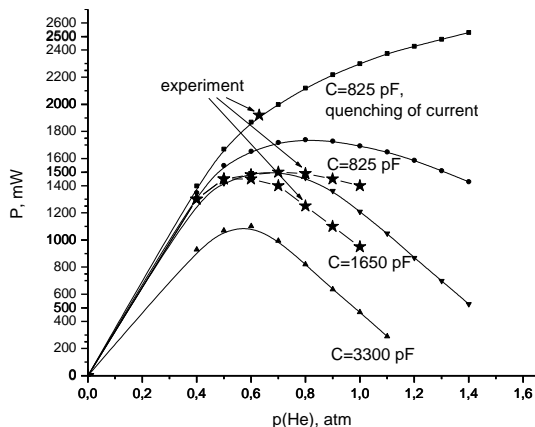


рис.1

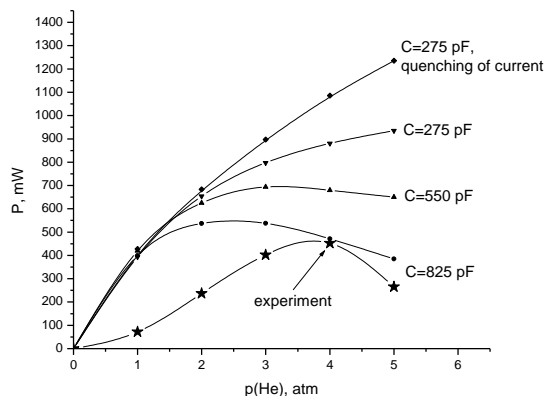


рис.2

Необходимость поддержания оптимальной температуры стенок в саморазогревном режиме, приводящая к снижению частоты следования импульсов f при повышении $p(\text{He})$ приводит к тому, что, несмотря на рост импульсных энергетических характеристик, средняя мощность снижается вследствие снижения к.п.д. Очевидно, что если обеспечить независимый ввод паров металла в активную среду, например, за счет прокачки гелия [2, 4], то возможно зафиксировать значение f . При этом зависимость средней мощности от $p(\text{He})$ будет определяться уже зависимостью не к.п.д., а энергии импульса от $p(\text{He})$. Последняя же может испытывать рост до давлений в несколько атм [4]. Однако, рассмотренные выше механизмы, приводящие к потерям ионов Sr^{++} , и при независимом вводе паров обуславливают наличие $p(\text{He})_{\text{опт}}$. Очевидно, что предложенные выше пути повышения выходных характеристик, а именно, уменьшение C и резкий обрыв импульса тока, применимы также при независимом вводе паров. На рис.2 представлены результаты натурных и численных экспериментов, иллюстрирующие потенциальные возможности He-Sr лазеров с независимым вводом паров ($l = 22$ см и $d = 0.8$ см) при высоких $p(\text{He})$.

Работа поддержана грантом РФФИ №04-02-96804.

Список публикаций:

- [1] Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сем М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- [2] Бохан П.А., Закревский Д.Э., Квантовая электроника, **18**, №8, 926–928 (1991).
- [3] Chebotarev G.D., Prutsakov O.O., Latush E.L., Proc. SPIE, **5483**, 83–103 (2004).
- [4] Atamas S.N., Latush E.L., Sem M.F., J. of Russian Laser Research, **15**, №1, 66–68 (1994).

Смещение необыкновенных лучей в четырехлучеотражающих призмах

Филиппова Ирина Сергеевна

Алексеева Лариса Владимировна

Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения

Строганов Владимир Иванович д.ф.-м.н.

RihaF@yandex.ru

В работах [1,2] впервые описано явление четырехлучеотражения, заключающееся в том, что один луч, отражаясь от наклонной грани внутри кристалла, возбуждает четыре луча: два обыкновенных (eo и oo) и два необыкновенных (oe и ee). Замечено, что два луча из четырех выходят из плоскости отражения, а два остаются в этой плоскости.

Выявлены причины выхода лучей из плоскости отражения. Эксперимент проведен на двух прямоугольных призмах изготовленных из кальцита ($CaCO_3$) и парателлурита (TeO_2). Схема эксперимента представлена на рисунке (см. рис. 1).

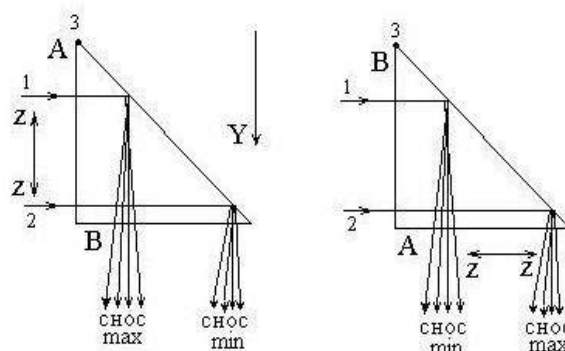


рис.1

Оптическая ось кристалла лежит в плоскости, параллельной грани А и наклонена под углом 135° к основанию призмы. Падающий на призму луч, постепенно перемещали вдоль входной грани (А или В). При этом изменялась величина смещения необыкновенных лучей (oe и ee) из плоскости отражения.

Показано, что смещение лучей зависит от знака кристалла (положительный или отрицательный), от положения оптической оси в призме, от величины двулучепреломления кристалла, а так же от расстояния, пройденного лучом в призме, вдоль грани, содержащей оптическую ось. Получена экспериментальная зависимость oe и ee лучей от этого расстояния. Рассчитаны теоретические значения сноса. Экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с рассчитанными значениями.

Величина сноса не зависит от расстояния между призмой и экраном в случае, когда грани призмы перпендикулярны ее основанию. Если грань В наклонена под некоторым углом к основанию призмы, то величина сноса изменяется, так как изменяется расстояние, пройденное лучом в призме вдоль грани А. Наклон грани А на снос лучей не влияет.

Причиной выхода необыкновенных лучей из плоскости отражения является их смещение за счет двулучепреломления кристалла. Волновые векторы отраженных необыкновенных лучей в кристалле направлены под углом 45° к оптической оси ZZ . Векторы Умова – Пойтинга для oe и ee лучей направлены под некоторым углом к плоскости отражения. Углы максимального сноса: $CaCO_3 \approx 6,2^\circ$, $TeO_2 \approx 3,7^\circ$. Эти углы и определяют величину смещения необыкновенных лучей из плоскости отражения при четырехлучеотражении.

Список публикаций:

- [1]Алексеева Л.В. Особенности полного внутреннего отражения в оптических кристаллах/ Л.В. Алексеева, И.В. Повх, В.И. Строганов// Письма в журнал технической физики.– Т. 25. – № 1. – 1999. – с. 47.
 [2]Алексеева Л.В. Четырехлучевое преломление в оптических кристаллах/ Л.В. Алексеева, Б.И. Кидяров, П.Г. Пасько, И.В. Повх, В.И. Строганов// Оптический журнал. – Т. 69. – № 6. – 2002.

Использование свойств магнитных поляронов в керамике $Fe_2O_3 \cdot TiO_2$ для оптической реверсивной записи информации

Шамаев Алексей Михайлович

Тульский Государственный Университет

Дикова Евгения Евгеньевна, Герасимов Валерий Петрович, к.ф-м.н.

dicova@rambler.ru

В настоящее время актуальной проблемой является поиск материалов для сверхплотной реверсивной оптической записи информации. Среди наиболее перспективных, такие материалы как халькогенидные стекла которые уже нашли техническое применение. Для них используется термический переход аморфной фазы в кристаллическую при записи, а стирание производится сильной импульсной засветкой или нагревом. Одним из перспективных материалов, также рассматриваемых в литературе [1], является диоксид ванадия, где запись информации базируется на превращении из АФМ-состояния в ФМ-состояние. При этом запись информации происходит путем локального нагревания сфокусированным лучом, а стирание производится путем охлаждения. Более перспективным в этом плане являются магнитные полупроводники, в которых запись и стирание осуществляется оптическим путем.

Фазовые преобразования наблюдались нами в кристаллах корунда с примесными добавками $\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot\text{TiO}_2$, которые в чистом виде являются магнитными полупроводниками с высокой проводимостью. Коэффициент поглощения кристаллов легированного корунда можно варьировать различными способами, в том числе: изменением параметров роста кристаллов, влиянием температурного фактора и режимов отжига, процессом выдержки, но наиболее простым и удобным является процесс воздействия излучением различных длин волн. Для кристаллов, содержащих высокие концентрации примесных добавок, этот процесс происходит наиболее эффективно: наблюдались значительные изменения коэффициента поглощения после воздействия излучения и существенные осцилляции коэффициента поглощения после маломощного излучения в течение короткого промежутка времени, что говорит о высокой чувствительности данных материалов и возможности его использования в качестве носителя для сверхплотной записи информации. Аналогичные явления наблюдаются в кристаллах рубина при освещении светом Ag^+ -лазера при низких температурах [2], что объяснялось возникновением фотоэлектрической доменной структуры с расстоянием между доменными стенками 4...10 нм.

Как показано в работе [3], при содержании примесей Fe_2O_3 и TiO_2 в корунде до 0,5 мас.% соответственно, средние остаточные деформации имеют значение $\varepsilon = +1,54\cdot 10^{-4}$, то есть это деформация растяжения. Увеличение концентрации примесных добавок до 1 мас.% сопровождается изменением знака относительной деформации и резким их возрастанием до значения $\varepsilon = -2,73\cdot 10^{-3}$. В кристаллах выращенных в высокоградиентных условиях, имеющих высокие значения внутренних остаточных напряжений и содержащих примесные комплексы $\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot\text{TiO}_2$, происходит изменение зарядовых состояний ионов титана по схеме $\text{Ti}^{4+} \rightarrow \text{Ti}^{3+}$, что подтверждается спектроскопическими данными, в частности, появлением интенсивной полосы поглощения в спектре кристалла с максимумом у 560 нм и сильными резонансами Фано у 480 нм и 600...620 нм [4-5]. Это указывает на возникновение высокопроводящей примесной фазы $\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot\text{TiO}_2$ с ферромагнитным взаимодействием ионов Fe^{3+} и Ti^{3+} , разделенных атомами лигандов, которые являются магнитными поляронами. Было установлено, что возникновение магнитных поляронов, $\text{Fe}_2\text{O}_3\cdot\text{TiO}_2$ в кристалле корунда возможно при зарядовом преобразовании $\text{Ti}^{4+} \leftrightarrow \text{Ti}^{3+}$

Можно считать установленным, что примесные области микрополосчатости в кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{Ti}^{4+}$, Ti^{3+} , Fe^{3+} в интервале средних внутренних напряжений 1...1,5 МПа состоят из ферро- и антиферромагнитных участков с единой зоной примесных состояний. Для примесных областей со смешанным характером магнитных взаимодействий характерно наличие значительных флуктуаций концентрации ферро- и антиферромагнитных участков, что приводит к исключительно высоким изменениям коэффициента поглощения в зависимости от длины волны с течением времени. В интервале средних внутренних напряжений 0,5...1,0 МПа антиферромагнитная фаза является преобладающей, а постепенное дальнейшее снижение напряжений в ходе естественного старения или отжига приводит к исчезновению ферромагнитного упорядочения в связи с зарядовым преобразованием ионов $\text{Ti}^{3+} \rightarrow \text{Ti}^{4+}$. В результате кристалл переходит в метастабильное структурное состояние, обусловленное избыточной концентрацией ионов Ti^{4+} , поскольку их равновесная концентрация в корунде значительно меньше, чем для ионов Ti^{3+} . Изменение резонансов Фано, связанное с фазовым преобразованием, обусловлено, по нашему мнению изменением зарядовых состояний ионов кислорода. В связи с переходом электрона от кислорода к титану происходит увеличение концентрации ионов Ti^{3+} , что приводит к увеличению ферромагнитных участков. Это проявляется в изменении коэффициента поглощения в области 480нм и 600-630нм.

Список публикаций:

- [1]. Н.Р. Носов *Оптоэлектроника. М., Советское радио, 1977. – 232 с.*
- [2]. Н.Н. Куркин, Ю.И. Несмелов, Н.К. Соловаров. *Спектральная зависимость создания и стирания электрической структуры в рубине при нелазерном облучении. Проводимость доменов рубина // ФТТ. - 1997, т.39, № 2. - С. 295-301.*
- [3]. Е.Е. Дикова, В.П. Герасимов, Д.М. Левин *Полупроводниковые оксидные включения псевдобрукита в кристаллах $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{Ti}^{4+}$, Fe^{3+} // Известия ТулГУ. Серия Физика. Вып. 4. – Тула, 2004. С. 33-39.*
- [4]. Д.М. Левин, В.П. Герасимов, Ф.Х. Гусейнов, Т.В. Щедрина *Фотоиндуцированное поглощение и просветление в активированных кристаллах сапфира под действием излучения He-Ne лазера // Труды V Международной конференции "Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение". 10 - 14 сентября 2001, г. Александров. – Александров: ВНИИСИМС, 2001. – С. 458 - 463.*
- [5]. В.П. Герасимов, Е.Е. Дикова, Д.М. Левин *Особенности резонансов Фано в спектрах поглощения кристаллов $\text{Al}_2\text{O}_3\cdot\text{Ti}^{4+}$, Fe^{3+} с примесно-молекулярными комплексами // Известия ТулГУ. Серия Физика. Вып. 4. – Тула, 2004. С.*