

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ 5. ЛАЗЕРЫ, СВЕТОДИОДЫ И ФОТОПРИЕМНИКИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ..... 9

Белявский В.С., Афоненко А.А. РАСЧЕТ БИЭКСИТОННЫХ И ТРИОННЫХ ЛИНИЙ ИСПУСКАНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ	10
Яблонский Г.П., Луценко Е.В., Ржеуцкий Н.В., Войнилович А.Г., Данильчик А.В., Павловский В.Н., Свитенков И.Е. УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И МОДУЛЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ	13
Васьков О.С., Кононенко В.К., Нисс В.С. ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ.....	16
Кунцевич Б.Ф., Кононенко В.К. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И МОДУЛЯЦИЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ ИК-ДИАПАЗОНА.....	19
Луценко Е.В., Ржеуцкий Н.В., Войнилович А.Г., Данильчик А.В., Свитенков И.Е., Павловский В.Н., Яблонский Г.П., Ширипов В.Я., Насточкин С.М., Хохлов Е.А. ВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ $CuInGaSe_2$ В ПРОЦЕССЕ РАБОТЫ.....	23
Луценко Е.В., Ржеуцкий Н.В., Павловский В.Н., Яблонский Г.П., Нечаев Д.А., Жмерик В.Н., Иванов С.И. СТИМУЛИРОВАННОЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ $AlGaIn$, ВЫРАЩЕННЫХ НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ.....	26
Науменко А.В., Лойко Н.А., Филиппов В.В. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ОРГАНИЧЕСКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА, СОДЕРЖАЩЕГО МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ НАНОЧАСТИЦЫ.....	29
Петухов А.А., Журганов Б.Е., Стоянов Н.Д., Яковлев Ю.П. ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕТОДИОДОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР $GaInAsSb / GaAlAsSb$ ПРИ ВЫСОКИХ РАБОЧИХ ТЕМПЕРАТУРАХ	33

СЕКЦИЯ 6. ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ 37

Ануфрик С.С., Лявшук И.А., Ляликов А.М. СРАВНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СПОСОБОВ ПО ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С МАЛЫМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ.....	38
Ходасевич М.А., Сеницын Г.В., Варакса Ю.А., Асеев В.А., Абдршин А.Н. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМИ ДАТЧИКАМИ НА ОСНОВЕ СТЕКЛОКЕРАМИК, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ, ХРОМА И НЕОДИМА	41
Бельков М.В., Толсторожев Г.Б., Скорняков И.В., Шадыро О.И., Бринкевич С.Д., Самович С.Н. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗНАКИ АНТИВИРУСНОЙ АКТИВНОСТИ ПРОИЗВОДНЫХ БЕНЗАЛЬДЕГИДА.....	43
Буть А.И., Ляликов А.М. ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН, СНИЖАЮЩИЕ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ МАЛОЙ КЛИНОВИДНОСТИ ПЛАСТИН.....	47

Воропай Е.С., Ермалицкая К.Ф., Ксенофонтова Н.М. ЛАЗЕРНАЯ АТОМНО-ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛИМЕРОВ.....	50
Длугунович В.А., Исаевич А.В., Крушлевич Е.А., Насенник Л.Н. КОМПЛЕКС ДЛЯ КАЛИБРОВКИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ..	53
Длугунович В.А., Ждановский В.А., Липлянин А.А., Никоненко С.В., Тарасова О.Б. СПОСОБ И УСТРОЙСТВО ЮСТИРОВКИ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ....	56
Длугунович В.А., Никоненко С.В., Тарасова О.Б. ФОТОМЕТР МАЛЫХ УРОВНЕЙ ОСВЕЩЕННОСТИ В СОСТАВЕ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СИЛЫ СВЕТА И ОСВЕЩЕННОСТИ.....	58
Иванов А.П., Чайковский А.П., Осипенко Ф.П., Король М.М., Савицкий Д.А. ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ИЗМЕНЕНИЙ В ВОЗДУШНОМ БАССЕЙНЕ Г. МИНСКА ПО ДАННЫМ ЛИДАРНЫХ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ	62
Иванов А.П., Барун В.В. ФУНКЦИЯ РАЗМЫТИЯ СВЕТА БИОТКАНЬЮ НА ПОВЕРХНОСТИ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ.....	65
Исаевич А.В., Холенков А.В. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ ЭТАЛОНА ДЛЯ ВОСП	68
Исаевич А.В., Крушлевич Е.А. МИНИМИЗАЦИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	72
Исаевич А.В., Холенков А.В. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭТАЛОНА ДЛЯ ВОСП.....	75
Кацалап К.Ю., Ершов-Павлов Е.А. КОНТРОЛЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ЭРОЗИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ.....	78
Краморева Л.И., Петрова Е.С., Савицкий А.И. ДИАГНОСТИКА СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ.....	81
Кугейко М.М., Смунев Д.А. ИНФОРМАТИВНОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭРИТРОЦИТОВ	84
Кугейко М.М., Лысенко С.А. ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛИ В АЭРОЗОЛЬНЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЫБРОСАХ	87
Курилкина С.Н., Белый В.Н., Казак Н.С. ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ	89
Лисенков Б.Н., Грицев Н.В. ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ	92
Лопатин А.Ю., Чайковский А.П., Дубовик О.В., Лапенко Т.В., Голоуб Ф., Танре Д. ОБЪЕДИНЕНИЕ ЛИДАРНЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ	95
Лысенко С.А., Кугейко М.М. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОГО И НАЗЕМНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ.....	98
Никоненко С.В., Ждановский В.А., Луценко Е.В., Липлянин А.А. МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА.....	101
Пилипович В.А., Залесский И.Б., Конойко А.И., Малевич Н.А., Поликанян А.М., Седнев Р.Г. ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ВИБРОУСТОЙЧИВЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С СОВМЕЩЕННЫМИ КАНАЛАМИ ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ МИКРО- И НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ	104

Примаков И.У., Хомченко А.В. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЛНОВОДНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ	108
Райченко Т.Ф., Толсторожев Г.Б., Скорняков И.В., Базыль О.К., Артюхов В.Я., Майер Г.В. ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАРМАКОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СУЛЬФОН-ПРОИЗВОДНЫХ АМИНОФЕНОЛОВ	112
Рудикова Л.В. УНИВЕРСАЛЬНАЯ ВЕБ-СИСТЕМА ДЛЯ ПОДДЕРЖКИ ЛАЗЕРНОЙ ЭКСПРЕССНОЙ ЭКСПЕРТИЗЫ	115
Скорняков И.В., Толсторожев Г.Б., Пехньо В.И., Козачкова А.Н., Царик Н.И., Шарыкина Н.И. МЕТОДЫ ИК СПЕКТРОСКОПИИ В НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ ДИАГНОСТИКИ И ЛЕЧЕНИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ ФОСФОНАТАМИ ПАЛЛАДИЯ.....	118
Сотский А.Б., Steingart L.M., Jackson J.H., Чудаковский П.Я., Сотская Л.И. ВОЛНОВОДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫТЕКАЮЩИХ МОД	121

СЕКЦИЯ 7. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И ТЕХНИКЕ

125

Агашков А.В., Филиппов В.В. ЛАЗЕРНЫЙ ПРОЕКЦИОННЫЙ МИКРОСКОП.....	126
Чумаков А.Н., Петров С.А., Босак Н.А. ОСОБЕННОСТИ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ ГРАФИТА	129
Аршинов К.И., Невдах В.В., Лаврентьева Н.Н., Дударенок А.С. УШИРЕНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ПЕРЕХОДА $10^0 0-00^0 1$ МОЛЕКУЛЫ CO_2 СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МОЛЕКУЛАМИ CO	132
Баев А.Р., Гуделев В.Г., Митьковец А.И., Стойчева И.В. ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕСПЛОШНОСТЕЙ.....	135
Burakov V.S., Butsen A.V., Tarasenko N.V., Tarasenska N.N., Brikas M., Maciulevicius M., Vinciuonas A., Raciukaitis G. LASER ASSISTED GENERATION AND ON-LINE CHARACTERIZATION OF GOLD NANOPARTICLES IN LIQUIDS	138
Бураков В.С., Буцень А.В., Невар Е.А., Неделько М.И., Тарасенко Н.В. ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЦИНКА В ВОДЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ	141
Васильев С.В., Иванов А.Ю., Недолугов В.И. ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СТАЛИ СТ-3.....	144
Васильев С.В., Иванов А.Ю. ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МЕТАЛЛАХ	148
Виленчиц Б.Б., Кугейко М.М., Попов В.К. ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА РАНКА-ХИЛША МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ	151
Вошула И.В., Длугунович В.А., Жумарь А.Ю. ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДВУНАПРАВЛЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ТЕРМОРЕГУЛИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ, ОСВЕЩАЕМЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ	154
Горобец В.А., Кабанов В.В., Кабашников В.П., Кунцевич Б.Ф., Н.С. Метельская, Петухов В.О., Пучковский И.Н., Шабров Д.В. ВСЕПОГОДНАЯ СИСТЕМА ВИДЕНИЯ ДЛЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ С НАШЛЕМНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИЕЙ.....	157
Ершов-Павлов Е.А., Кацалап К.Ю., Станчиц Л.К., Степанов К.Л. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНО-ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ.....	160

Журавлева В.И., Маркевич М.И., Чапланов А.М. ЛАЗЕРНЫЙ ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КАЧЕСТВА ДИСИЛИЦИДА ТИТАНА НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ.....	163
Зенькевич Э.И., Ступак А.П., Коверко Д., Блаудек Т., фон Борцисковски К. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ КОМПОЗИТОВ «ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ НАНОКРИСТАЛЛ CdSe/ZnS – ОРГАНИЧЕСКИЙ КРАСИТЕЛЬ».....	166
Иванов П.А. ПРИМЕНЕНИЕ ФИЛЬТРОВ С МИНИМАЛЬНОЙ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ.....	169
Ивлев Г.Д., Гацкевич Е.И., Гнатюк В.А., Велешук В.П., Власенко А.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н. ДИНАМИКА ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	172
Немкович Н.А., Собчук А.Н., Бауман В., Рубинов А.Н. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТРИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА ПРОДАН И ЛАУРДАН.....	175
Немкович Н.А., Детерт Х., Крученок Ю.В., Рубинов А.Н. ЭФФЕКТ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НОВЫХ ОЛИГОФЕНИЛЕНВИНИЛЕНОВ.....	178
Пилипович В.А., Поликанин А.М., Конойко А.И. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЬЕФНО-ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК	182
Понявина А.Н., Целеш Е.Е. РАССЕЙАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ С НАНОПОРИСТОЙ УГЛЕРОДСОДЕРЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКОЙ	184
Самцов М.П., Тихомиров С.А., Буганов О.В., Ляшенко Л.С., Тарасов Д.С., Шташевский А.С., Воропай Е.С. ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В РАСТВОРАХ.....	188
Сердюков А.Н., Шершнева Е.Б., Никитюк Ю.В., Соколов С.И. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА В РАМКАХ ЛИНЕЙНОЙ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ.....	191
Тихомиров С.А., Буганов О.В., Понявина А.Н., Широканов А.Д., Шевченко Г.П., Журавков В.А. ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ В ПРИСУТСТВИИ КОМПЛЕКСОНОВ КАРБОКСИАЛКИЛИРОВАННЫХ АМИНОВ.....	194
Тихомиров С.А., Буганов О.В., Понявина А.Н., Ежов П.В., Кохтич Л.М., Смирнова Т.Н. ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ, ДОПИРОВАННЫХ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА.....	197
Умрейко Д.С., Зажогин А.А., Комяк А.И., Зажогин А.П., Умрейко С.Д. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЯХ.....	200
Умрейко Д.С., Зажогин А.П., Комяк А.И., Умрейко С.Д., Булойчик Ж.И., Вилейшикова Е.В. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ С ОРГАНИЧЕСКИМИ ЛИГАНДАМИ ДЛЯ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ФОТОХИМИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ УРАНИЛСОДЕРЖАЩИХ РАСТВОРОВ	203
Умрейко Д.С., Зажогин А.А., Комяк А.И., Умрейко С.Д., Зажогин А.П. РАЗРАБОТКА УЛЬТРАЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРАНА В РАСТВОРАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОВОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ.....	206
Фадаиян А.Р., Проценко С.В., Зажогин А.П. РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ И ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТИТАНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ.....	209

Фадаиян А.Р., Воропай Е.С., Арсенов А.В., Зажогин А.П. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИКАЛОВ АЮ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ОКСИДИРОВАННЫЙ АЛЮМИНИЙ СЕРИЯМИ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ	213
Чайковская Л.И., Дубовик О.В., Литвинов П.В., Пригарин С.М., Грудо Я.О., Сперанский Ф.А., Чайковский А.П., Денисов С.В., Лопатин А.Ю. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ДЛЯ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ КОМПЛЕКСНЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ И ЛИДАРНЫХ ДАННЫХ.....	216
Чайковский А.П., Чайковская Л.И., Денисов С.В., Грудо Я.О., Лопатин А.Ю., Король Я.А. АЛГОРИТМ И ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ ДЛЯ СОВМЕСТНОГО ЛИДАРНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ.....	219
Чайковский А.П., Иванов А.П., Слесарь А.С., Денисов С.В., Осипенко Ф.П. СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ НАЗЕМНОГО И СПУТНИКОВОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЯ.....	222
Чекан П.В., Чумаков А.Н., Шкурко В.В. ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ТЯГИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО МИКРОДВИГАТЕЛЯ	225
Чинь Н.Х., Патапович М.П., Фам Уиен Тхи, Пашковская И.Д., Булойчик Ж.И., Нечипуренко Н.И., Танин А.Л., Зажогин А.П. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГИДРООКИСЕЙ К И Na НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КАТИОНОВ Ca и Mg В ВЫСОХШИХ НА БУМАЖНЫХ ФИЛЬТРАХ КАПЛЯХ БЕЛКА МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ.....	228
Асимов М.М., Асимов Р.М., Плавский В.Ю., Рубинов А.Н., Краснобаев А.Б., Владимиров Д.Б. ФОТОДЕЗИНТОКСИКАЦИЯ ОТРАВЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ УГАРНОГО ГАЗА.....	231
Ануфрик С.С., Катаркевич В.М., Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Рубинов А.Н., Эфендиев Т.Ш. РОС-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ КОМПОЗИТА НАНОПОРИСТОЕ СТЕКЛО-ПОЛИМЕР, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ Nd:LSB МИКРОЛАЗЕРОМ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	234
Асимов М.М., Асимов Р.М., Батян А.Н., Трусевич М.О., Рубинов А.Н. ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ОКСИГЕМОГЛОБИНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭКОТОКСИКАНТОВ.....	238
Асимов М.М., Асимов Р.М., Рубинов А.Н., Гизбрехт А. ВЛИЯНИЕ ФОТОДИССОЦИАЦИИ ОКСИМИОГЛОБИНА НА ОКСИГЕНАЦИЮ МЫШЕЧНОЙ ТКАНИ	241
Сотский А.Б., Хомченко А.В., Корнеева И.А., Парашков С.О., Сотская Л.И. ВОЛНОВОДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ	244
Асимов М.М., Асимов Р.М., Батян А.Н., Трусевич М.О., Рубинов А.Н. ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГЕМОЛИЗ ЭРИТРОЦИТОВ И ОКСИГЕМОГЛОБИНА КРОВИ	248
Есман А.К., Кулешов В.К., Зыков Г.Л., Залесский В.Б. БОЛОМЕТРИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ.....	251
Залесская Г.А. ИНДИВИДУАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПАЦИЕНТОВ К ОБЛУЧЕНИЮ КРОВИ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИМИ ДОЗАМИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	254
Залесская Г.А., Ласкина О.В., Митьковская Н.П. РЕГУЛЯТОРНЫЙ И НОРМАЛИЗУЮЩИЙ ЭФФЕКТЫ УФ ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ НА ЛИПИДНЫЙ ОБМЕН И РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРОВИ	257

Залесская Г. А., Астафьева Л. Г., Плавский В. Ю. ФОТОПРОЦЕССЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ В КРОВИ ПРИ АНТИМИКРОБНОЙ ФОТДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО.....	260
Мотевич И. Г., Стрекаль Н. Д., Маскевич С. А. ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОХИНОЛИНОВОГО АЛКАЛОИДА БЕРБЕРИНА С СИНТЕТИЧЕСКИМИ И ЕСТЕСТВЕННЫМИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТАМИ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	263
Астафьева Л. Г., Леднева Г. П. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МИКРОЛАЗЕР НА ОСНОВЕ МИКРОЦИЛИНДРА	266
Матецкий Н. В., Василевич А. Е., Харазян О. Г., Дягель Д. Ю. РАБОТА ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА».....	271
Ануфрик С. С., Маненков А. А., Тарковский В. В., Сазонко Г. Г., Игнатовский М. И., Никитин А. В., Белко А. В., Колдунов М. Ф. СТРУКТУРНЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТА НАНОПОРИСТОЕ СТЕКЛО-ПОЛИМЕР.....	275
Ануфрик С. С., Володенков А. П., Зноско К. Ф. ПРИМЕНЕНИЕ ХЕСЛ-ЛАЗЕРА ДЛЯ АБЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ЗУБНОЙ ЭМАЛИ	281

**СЕКЦИЯ 5. ЛАЗЕРЫ, СВЕТОДИОДЫ И ФОТОПРИЕМНИКИ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ**

РАСЧЕТ БИЭКСИТОННЫХ И ТРИОННЫХ ЛИНИЙ ИСПУСКАНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В настоящее время существует ряд методик, позволяющих с высокой точностью определять положения уровней электронно-дырочных комплексов с учетом соотношения эффективных масс, заполнения подзон, анизотропии, непараболичности зон, ширин квантовых ям и их количества [1 – 3]. Экситонные эффекты влияют на вероятность излучательных переходов [4]. Кулоновское взаимодействие носителей заряда в полупроводниковых структурах приводит к однородному уширению спектров межзонного спонтанного испускания [5].

В данной работе проведен численный анализ спектра спонтанного испускания системы из трех и четырех взаимодействующих частиц (соответственно, системы трионов и биэкситонов) путем прямого решения многочастичного уравнения Шредингера и выполнены оценки ширин и формы спектральных линий. Базисы начальных и конечных n -частичных состояний строились на основании одного множества m одноэлектронных состояний путем всевозможных выборок n элементов из m с заданным суммарным волновым вектором и размещения их по двум подзонам. Во множество одноэлектронных состояний входили все состояния с энергией меньшей заданной. Для подсистем с разными суммарными волновыми векторами строились различные многочастичные базисы.

Для достижения хорошего приближения решения уравнения Шредингера необходимо искать совокупность собственных пар (собственное значение, собственный вектор) для Гамильтониана большой размерности. Это приводит к большим вычислительным затратам. Для снижения объема вычислений учитывались свойства симметрии суммарного волнового вектора как для различных многочастичных подсистем, так и внутри самой подсистемы.

Расчеты производились для квадратной области со стороной $L = 250$ нм при размерности многочастичного базиса $M \approx 60000$. Для выбранного материала (GaAs) радиус двумерного экситона составлял $a = 6.6$ нм, а энергетический зазор между дискретными линиями испускания системы без

учета кулоновского взаимодействия $\Delta E = \frac{\hbar^2}{2m_r} \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 = 0,46$ мэВ при $m_r = 0,052$. Рассчитанное

положение линии экситонного испускания существенно зависит от размерности одночастичного базиса. Например, в биэкситонной системе рассчитанная энергия связи почти в три раза меньше (6,6 мэВ см. табл. 1) энергии двумерного экситона в неограниченном пространстве ($E_{ex} = 4Rym_r / \varepsilon^2 m_e = 17$ мэВ см. табл. 1).

Несмотря на значительную недооценку энергии экситона в численных расчетах, экситонная линия в спектрах спонтанного испускания (рис. 1) не сливается со спектром квазиконтинуума. При температуре 4,2 К, зона-зонное испускание ($\Delta\hbar\omega \approx 0$) слабо различимо на фоне уширенной экситонной линии. Спектральная зависимость зона-зонного испускания (переходы в квазиконтинууме) в коротковолновой области хорошо аппроксимируются стандартной зависимостью:

$$F \Delta\hbar\omega \sim \exp\left(-\frac{\Delta\hbar\omega}{k_B T}\right).$$

Таблица 1 – Результаты расчетов параметров спектров спонтанного испускания для электронно-дырочных комплексов с разным числом частиц и различной размерности базиса

Число частиц	электронов n	2	2	1
	дырочек p	2	1	2
Размерность базиса при $k=0$	одночастичного (N)	81	441	441
	многочастичного (M)	59928	56980	56980
Число уровней энергии одночастичного базиса		26	145	145
Средняя энергия экситонной линии E_{ex} (мэВ)	$T = 4,2$ К	6,6	11,2	11,3
	$T = 77$ К	6,4	11,0	10,8
Ширина экситонной линии (мэВ)	$T = 4,2$ К	0,09	0,10	0,19
	$T = 77$ К	0,67	0,54	0,68
Ширина экситонной линии подсистемы с $k = 0$ (мэВ)	$T = 4,2$ К	0,05	0,039	0,048
	$T = 77$ К	0,46	0,42	0,51

Длинноволновые хвосты спектра для трехчастичной системы хорошо аппрокимируются выражениями:

$$F \Delta\hbar\omega \sim |\Delta\hbar\omega|^{-3} \exp\left(\frac{m_r \Delta\hbar\omega}{m_c k_B T}\right) \text{ и } F \Delta\hbar\omega \sim |\Delta\hbar\omega|^{-3} \exp\left(\frac{m_r \Delta\hbar\omega}{m_v k_B T}\right),$$

которые могут быть получены из теории возмущений для непрямых переходов с участием 3-х частиц с передачей избыточного импульса соответственно дырке и электрону [7], хотя при их выводе не учитываются эффекты образования связанных состояний (экситонов). Расхождения асимптотической зависимости (6) с численными расчетами спектра системы из двух электронно-дырочных пар связаны с ограниченностью базиса. При переходе от трех частиц к четырем число анализируемых уровней энергий уменьшается с 145 до 26, и соответственно, нижняя граница спектра с полным набором учтенных переходов смещается приблизительно с -66 до -12 мэВ. Экспоненциальное затухание длинноволновых краев экситонных спектров согласуется с экспериментальными данными [8].

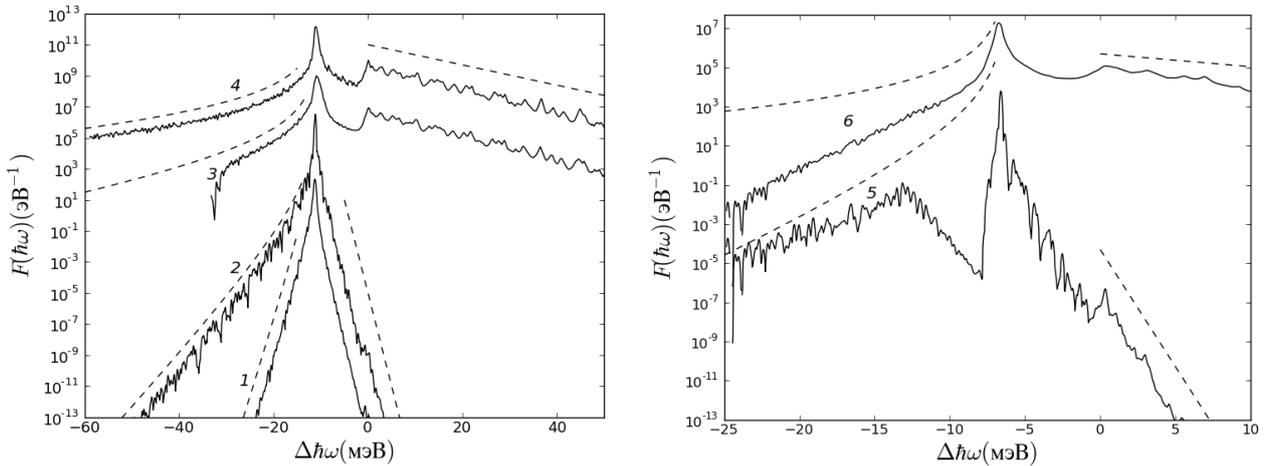


Рисунок 1 – Спектры спонтанного испускания трехчастичной (а) и четырехчастичной системы (б) при температуре 4,2 К (кривые 1, 2, 5) и 77 К (кривые 3, 4, 6) для системы из 1 электрона и 2 дырок (1 и 3), 2 электронов и 1 дырки (2 и 4), 2 электронов и 2 дырок (5 и 6). Штриховые линии в коротковолновой части спектра соответствуют зависимости (4), в длинноволновой части – зависимости (5) (кривые 1, 3) и зависимости (6) (кривые 2, 4, 6), $m_c = 0,07 m_e$, $m_v = 0,2 m_e$, $\epsilon = 12,9$, $L = 250$ нм

При температуре 4,2 К в спектре испускания (рис. 1 б) четырехчастичной системы прослеживаются переходы биэкситон-экситон и биэкситон-континуум (рис. 2 в). При рассмотренном

уровне возбуждения концентрация электронно-дырочных пар составила $3,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. При этом интенсивность переходов биэкситон-континуум приблизительно на 4 порядка слабее интенсивности переходов биэкситон-экситон. Ширина линии экситонного испускания растет с увеличением температуры. Ширина экситонной линии 3-х и 4-х частичных комплексов с увеличением температуры растет медленнее тепловой энергии kT : при температуре 4,2 К составляет в среднем 1/3 часть тепловой энергии, при температуре 77 К – 1/10 часть тепловой энергии.

Приведенные в работе расчеты выполнялись с помощью суперкомпьютерной системы SKIF_GRID ОИПИ НАН Беларуси.

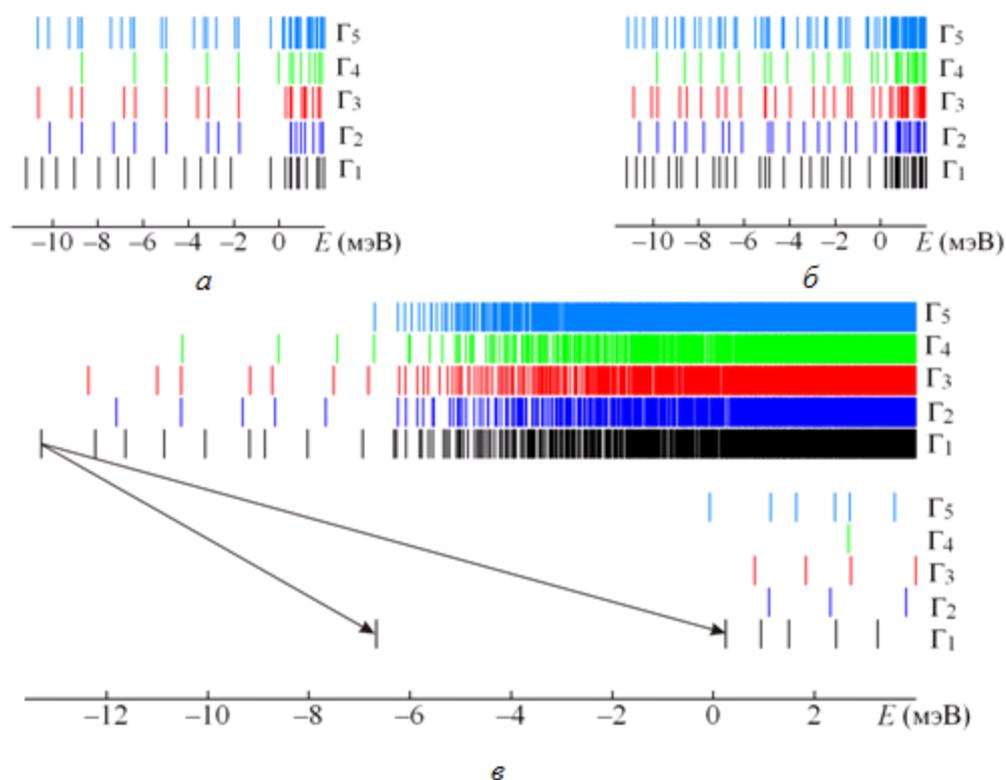


Рисунок 2 – Схема энергетических уровней отрицательного триона (а), положительного триона (б) и биэкситона (в). Стрелками указаны переходы биэкситон – экситон и биэкситон – квазиконтинуум. Символами Γ обозначены соответствующие энергетическим уровням неприводимые представления группы квадрата

Проведен численный расчет уровней энергии и волновых функций для квазидвухмерных систем путем прямого решения уравнения Шредингера с усеченным базисом состояний. Показано, что длинноволновые хвосты спектра испускания электронно-дырочных комплексов имеют экспоненциальное затухание и предложены аналитические формулы для их описания. Проведены оценки ширины спектральных линий.

Список литературы

1. Сергеев, Р.А., Сурис, Р.А. Энергия основного состояния X- и X⁺-трионов в двумерной квантовой яме при произвольном отношении масс // ФТТ43. – № 4 (2001). – С. 714 – 718.
2. Поклонский, Н.А., Сягло, А.И., Вырко, С.А. Аналог эффекта Оже при излучательном распаде триона в квантовой яме // Журн. прикл. спектр. – 68, № 3. – С. 287 – 290.
3. Andreani, L.C., Pasquarello, A. Accurate theory of excitons in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs quantum wells // Phys. Rev. B. – 42, № 14. – С. 8928 – 8938.
4. Naug, H., Koch, S.W. Semiconductor laser theory with many-body effects // Phys. Rev. A. – 39, № 4 – С. 1887 – 1898.
5. Asada, M. Intraband relaxation time in quantum-well lasers // IEEE J. Quant. Electron. – 25, № 9. – С. 2019 – 2026.

6. Афоненко, А.А.. Расчет спектра спонтанного испускания многочастичной электронно-дырочной системы с кулоновским взаимодействием носителей // Журн. прикл. спектр. – 72, № 4 (2005). – С. 504 – 508.
7. Deveaud, B., Karpeï, L., Berney, J., Morier-Genoud, F., Portella-Oberli, M.T., Szczytko, J., Piermarocchi, C. Excitonic effects in the luminescence of quantum wells. // Chem. Phys. – 318 (2005). – С. 104 – 117.

В.С. Белявский, А.А. Афоненко – Белорусский государственный университет, Минск, afonenko@bsu.by.

УДК 621.383

Г.П. Яблонский, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, В.Н. Павловский,
И.Е. Свитенков

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И МОДУЛЕЙ НА ИХ ОСНОВЕ

Производство солнечных элементов и их модулей большой площади требует отработки технологии формирования однородных слоев, выбора оптимальной сетки верхнего электрода. Мощность солнечной батареи всегда ниже, чем сумма мощностей составляющих элементов, из-за потерь, обусловленных различием в характеристиках однотипных элементов (потерь на рассогласование). Чем тщательнее подобраны элементы в батарее (то есть, чем меньше различие в характеристиках элементов, тем ниже потери на рассогласование. К примеру, при последовательном соединении десяти элементов с разбросом характеристик 10 % потери составляют примерно 6 %, а при разбросе 5 % – снижаются до 2 %. Определение локальных рабочих параметров солнечных элементов и модулей при моно- и полихроматическом освещении по стандарту симулятора солнечного света позволяет выявить степень их неоднородности и найти пути уменьшения её влияния на рабочие параметры модулей.

Существующие стандарты на симуляторы солнечного излучения для тестирования солнечных элементов налагают требования по спектральному соответствию симуляторов спектру солнца, пространственной неоднородности и временной нестабильности их излучения (см., например, стандарт of American Society for Testing and Materials – ASTM E927-05). Для симуляторов класса ААА установлены допустимые отклонения параметров от характеристик солнечного излучения, представленные в таблице 1.

Таблица 1 – Допустимые отклонения параметров солнечных симуляторов класса ААА от характеристик солнечного излучения

Спектральное соответствие (доля от идеального процентного содержания)	0,75 – 1,25
Неоднородность излучения	2 %
Временная нестабильность	2 %

Для стандартного солнечного спектра АМ1.5G идеальное процентное соотношение вкладов излучения шести спектральных интервалов представлено в таблице 2. Традиционным симулятором солнечного света является ксеноновая лампа с установленными фильтрами для коррекции спектрального состава её излучения. Условия, представленные в таблицах 1 и 2, могут быть соблюдены при использовании источников монохроматического излучения в каждом из указанных в таблице 2 спектральных диапазонов.

Шесть лазерных источников света, каждый из которых соответствует только одному из спектральных диапазонов таблицы 2, позволяют создать симулятор солнечного света,

удовлетворяющий существующему стандарту. При этом появляется возможность селективного возбуждения исследуемых гетероструктур одним из шести лазеров, несколькими, или всеми лазерами одновременно и, таким образом, определить параметры солнечных элементов при освещении излучением в различных диапазонах спектра или искусственным «солнечным» светом. Совмещение направлений распространения излучения всех лазеров можно осуществить с помощью стеклянной призмы. Фокусировка излучения всех лазеров на поверхности солнечного элемента и двухкоординатное микрометрическое сканирование СЭ позволяют определять локальные параметры СЭ при моно- или полихроматическом освещении по стандарту симулятора солнечного света и оценить степень неоднородности этих параметров по поверхности СЭ. Схема установки для измерения пространственных характеристик солнечных элементов и модулей на их основе представлена на рисунке 1. Предложенная система позволяет настроить соотношение мощностей отдельных лазеров за счёт регулировки токов инжекции лазерных диодов и использования светофильтров, ослабляющих излучение. Кроме того, при необходимости обеспечения однородного освещения большого участка поверхности солнечного элемента может быть произведена гомогенизация полихроматического светового пучка посредством пропускания излучения через оптоволокно перед освещением солнечного элемента. При пропускании излучения лазеров через оптоволокно расходящееся на выходе волокна излучение может обеспечить засветку солнечного элемента достаточно большой площади на уровне в одно солнце (100 мВт/см^2). При использовании только фокусирующей линзы перед солнечным элементом без оптоволокна возможно достижение интенсивности освещения на поверхности солнечного элемента, значительно превышающей одно солнце.

Таблица 2 – Идеальное процентное соотношение вкладов излучения шести спектральных интервалов в солнечный спектр

Диапазон длин волн, нм	Вклад в солнечный спектр, %
400 – 500	18,4
500 – 600	19,9
600 – 700	18,4
700 – 800	14,9
800 – 900	12,5
900 – 1100	15,9

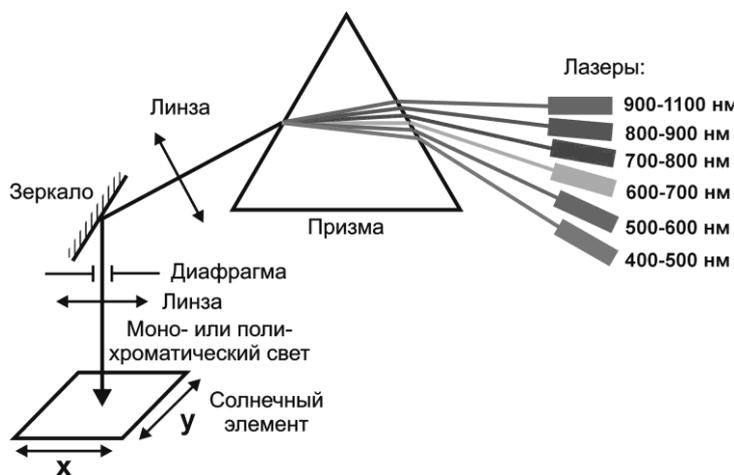


Рисунок 1 – Схема установки для измерения пространственных характеристик солнечных элементов и модулей на их основе

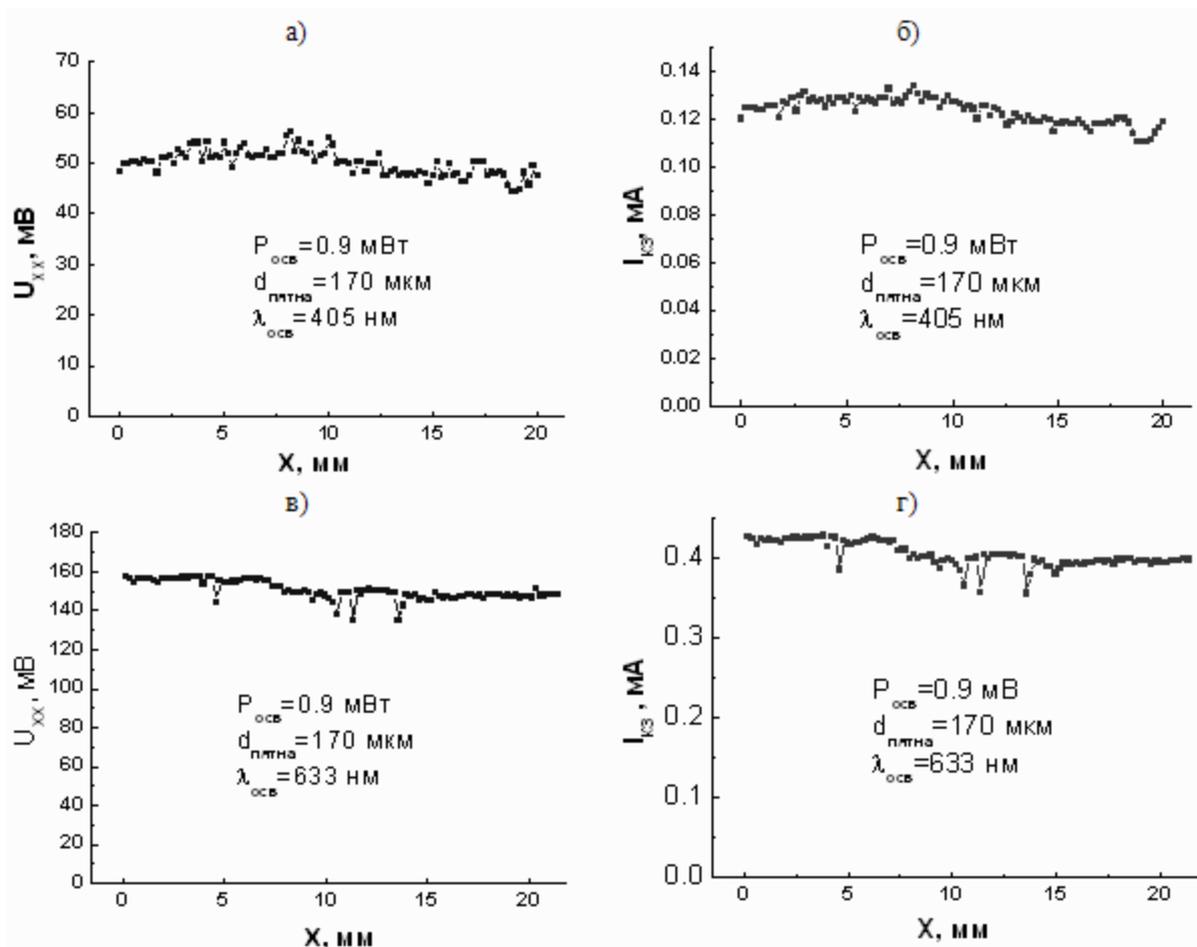


Рисунок 3 – Напряжение холостого хода и ток короткого замыкания солнечного модуля на отрезке 20 мм

Для примера, на установке для сканирования исследовался солнечный элемент на основе монокристаллического кремния производства предприятия «Солар Групп» (г. Брест). Параметры солнечного элемента измерялись при использовании двух источников света: лазерного диода с длиной волны излучения $\lambda=405$ нм и гелий-неонового лазера с длиной волны генерации $\lambda=632,8$ нм. Напряжение холостого хода и ток короткого замыкания, измеренные в направлении вдоль электродов солнечного модуля на отрезке длиной 20 мм при освещении каждым из двух лазеров, представлены на рисунке 2. Как видно из рисунка, величины напряжения холостого хода и тока короткого замыкания при освещении красным лазером значительно больше, чем при освещении фиолетовым, что согласуется с кривой спектральной чувствительности кремниевого элемента. Наблюдается разброс измеряемых локальных параметров на исследуемом отрезке, что демонстрирует возможность системы оценивать неоднородность СЭ по его поверхности.

Создана экспериментальная установка для исследования пространственных характеристик солнечных элементов и модулей на их основе. Установка позволяет измерять локальные нагрузочные характеристики и определять локальные значения напряжения холостого хода, тока короткого замыкания, фактора заполнения и эффективности и, таким образом, оценивать неоднородность этих параметров по поверхности солнечного элемента или модуля.

Г.П. Яблонский, Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, В.Н. Павловский, И.Е. Свитенков – Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь, e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by.

ТЕПЛОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОЩНЫХ СВЕТОДИОДОВ

Полупроводниковые светодиоды широко используются в технике. Наибольшее внимание уделяется улучшению выходных характеристик светодиодов белого свечения для различных систем освещения. В данной работе развит метод тепловой релаксационной спектроскопии [1] и определены компоненты теплового сопротивления светодиодов белого свечения в зависимости от качества ТИМ-слоя. Постоянные времена теплопереноса, связанные с основными компонентами теплового сопротивления, находятся в интервале 0,03–12 мс. Предложенная методика полезна при решении технологических проблем формирования слоев посадки и переходных областей, а также при SPICE-моделировании диодных излучателей.

Количество анализируемых тепловых структурных параметров определяется мощностью программных симуляторов и эффективностью используемых нестационарных тепловых тестеров. Обычно число параметров ограничивается числом $n = 3 \div 5$ (из-за трудностей измерений и сложности анализа). Развитая дифференциальная методика дает возможность расширить число исследуемых тепловых структурных элементов диодного излучателя до $n = 10$.

Исследования проводились с помощью разработанного в БНТУ релаксационного импеданс-спектрометра тепловых процессов [2]. Измерения основаны на регистрации процесса релаксации прямого напряжения на светодиоде при подаче на исследуемый образец ступенчатого импульса тока длительностью в интервале от 10 мкс до 200 с. Из изменения прямого напряжения (с учетом предварительно определенного температурного коэффициента напряжения – K -фактора) находится температура перегрева активной области светоизлучающего прибора. Регистрация изменений напряжения осуществляется с временным разрешением 1 мкс, а максимальное количество точек регистратора достигает 16 000.

Анализ результатов измерений температуры перегрева при саморазогреве (или остывании) образца на основе представления его структуры в виде эквивалентной тепловой RC -цепи для многослойных систем позволяет определить тепловое сопротивление диодного излучателя. Такого рода тепловые эквивалентные цепи используются для анализа и расчета температуры активной области полупроводниковых приборов в различных режимах работы, например, при SPICE-моделировании.

Температура перегрева ΔT активной области прибора определяется полным тепловым сопротивлением его элементов и межэлементных соединений между p - n -переходом и окружающей средой. Исходя из аналогии описания электрических токов и тепловых потоков, переходные процессы в полупроводниковой структуре анализируются в рамках эквивалентных схем в виде RC -цепочек – схем Фостера и Кауэра. При использовании для анализа, в частности, схемы Фостера временная зависимость $\Delta T(t)$ (при нагревании диода) имеет простой математический вид [1, 3]:

$$\Delta T(t) = P_T \sum_i^n R_i (1 - e^{-t/\tau_i}) . \quad (1)$$

Здесь P_T – тепловая мощность, рассеиваемая светодиодом, R_i – тепловое сопротивление i -го структурного элемента светодиода, $\tau_i = R_i C_i$ – постоянная времени тепловой релаксации, C_i – теплоемкость элемента конструкции диода и внешнего теплоотвода, n – число компонентов в структуре. При остывании диода, очевидно, температура активной области падает по закону:

$$\Delta T(t) = P_T \sum_i^n R_i e^{-t/\tau_i} . \quad (2)$$

В общем случае тепловое сопротивление диодной структуры определяется, как $R_T = \sum_i^n R_i$, где величина n задает общее число структурных элементов светодиода. Далее проанализируем переходный (релаксационный) процесс изменения температуры активной области диодного излучателя. Согласно (1), определяем динамическое тепловое сопротивление, как $R^*(t) = \Delta T(t)/P_T$, и введем функциональную зависимость [1]:

$$R^*(t) = \sum_i^n R_i e^{-t/\tau_i} / \tau_i. \quad (3)$$

Как видно, в случае, когда различие постоянных времен тепловой релаксации τ_i для ближайших компонентов структуры достаточно велико, величина $R^*(t)$ при $t \approx \tau_i$ дает значения теплового сопротивления R_i для i -го компонента светодиода.

Однако график зависимости (3) для сложных многослойных структур, к которым относятся современные полупроводниковые приборы, мало информативен. Поэтому на основании (1) дифференциальную зависимость (3) целесообразно представлять в виде функции более высокого порядка, например 3-го:

$$R_3^*(t) = \sum_i^n R_i e^{-t/3\tau_i} / 3\tau_i^3. \quad (4)$$

Функция (3) соответствует дифференцированию $\Delta T(t)$ первого порядка: $R^*(t) = R_1^*(t)$. Переход от (3) к (4) позволяет, используя цифровые данные измерений, более адекватно подобрать тепловые параметры структурных элементов светодиода. Легко показать, что можно представить дифференциальную функцию теплового сопротивления более высшего порядка, в частности, m -го, в виде:

$$R_m^*(t) = \sum_i^n R_i e^{-t/m\tau_i} / m\tau_i^m. \quad (5)$$

Такая методика дает возможность уточнить параметры компонентов R_i и τ_i .

Зависимость $R_3^*(t)$ представляет собой дифференциальный спектр теплового сопротивления. При задании достаточного большого числа n структурных компонентов светодиода можно определить также дискретный спектр теплового сопротивления. Обычно число анализируемых тепловых структурных элементов ограничивается $n = 3 \div 5$ (из-за технических трудностей измерений и сложности анализа) [4, 5]. Наряду с методом постоянных времени, применяется усложненный подход на основе структурных функций [6]. Развита выше дифференциальная методика дает возможность расширить число исследуемых тепловых структурных элементов диодного излучателя до $n = 10$.

Как известно, схема Фостера носит ограниченный характер, так как содержит последовательно соединенные емкости, которые в общем случае трудно однозначно связать с реальными теплоемкостями элементов. Поэтому данная схема для получения более точных значений тепловых сопротивлений преобразовывается в схему Кауера.

Развита методика апробирована для светодиодов разного типа и инжекционных лазеров ИК-диапазона [1]. Ниже приведены результаты измерений [4] для светодиодов LUXEON Rebel белого свечения компании Philips Lumileds, выполненных по тонкопленочной флип-чип (TFFC) технологии, при которой тонкопленочный светодиодный чип садится на подложку из DBC (direct bonded copper) керамики (рис. 1).

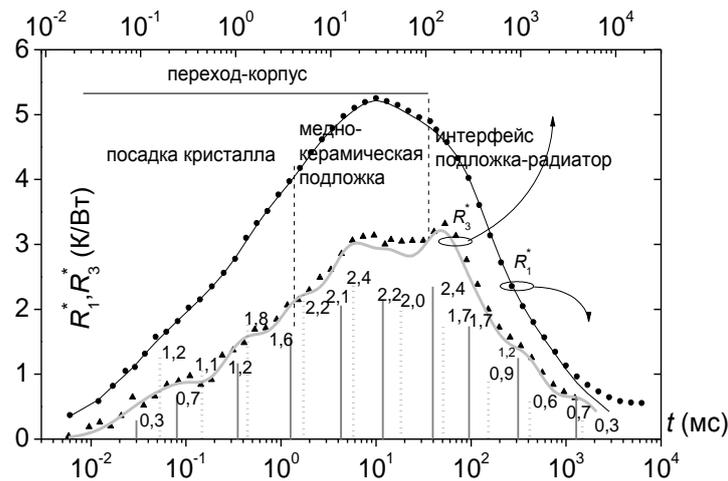


Рисунок 1 – Спектры, тепловое сопротивление – постоянная времени тепловой релаксации для светодиода LXML-PWC1-0080 в представлении схем Фостера (—) и Кауера (•••••)

Для белых светодиодов проведена также оценка светоотдачи. Обычно в таких светодиодах используются желтые люминофоры [7]. Выполненные оценки показывают, что наибольшая величина светоотдачи достигается при малых токах накачки и составляет для излучателей в системе GaInN-GaN порядка 50 лм/Вт (рис. 2). С ростом возбуждения светоотдача падает из-за сдвига полосы излучения гетероструктуры в системе GaInN-GaN в коротковолновую (голубую) область спектра [8]. Таким образом, только специальный подбор люминофоров обеспечивает высокий кпд излучателей [9 – 11].

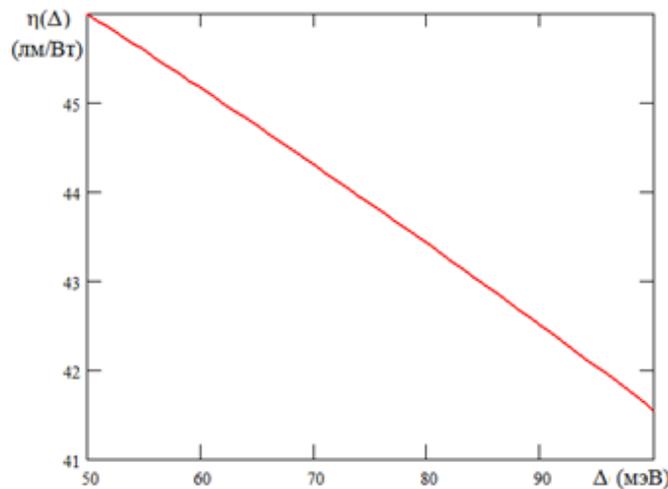


Рисунок 2 – Изменение светоотдачи η диодного излучателя в системе GaInN-GaN в зависимости от уровня накачки $\Delta = \Delta F - E_g$. $T = 500 \text{ K}$

Развит метод тепловой релаксационной спектроскопии и определены компоненты теплового сопротивления мощных светодиодов белого свечения. Предложенная методика полезна при решении технологических проблем формирования слоев посадки, подложек и переходных областей, а также при SPICE-моделировании диодных излучателей. Развита дифференциальная методика позволяет расширить число исследуемых тепловых структурных элементов диодного излучателя до $n = 10$.

Список литературы

1. Bumai, Yu.A., Vaskou, A.S., Kononenko, V.K. Measurement and analysis of thermal parameters and efficiency of laser heterostructures and light-emitting diodes // Metrology and Measurement Systems. – 2010. – Vol. 17, № 1. – P. 39 – 46.

2. Бумай, Ю.А., Васьков, О.С., Кононенко, В.К., Ломако, В.М. Релаксационный импеданс-спектрометр тепловых процессов // Электроника инфо. – 2010. – № 3. – С. 58 – 59.
3. Васьков, О.С., Кононенко, В.К., Нисс, В.С. Метод тепловой релаксационной спектрометрии и определение параметров светодиодов // Докл. БГУИР. – 2011. – № 4. – С. 74 – 79.
4. Masana, F.N. A new approach to the dynamic thermal modelling of semiconductor packages // Microelectron. Reliability. – 2001. – V. 41, № 6. – P. 901 – 912.
5. Farkas, G., Vader, Q.van V., Poppe, A., Bognar, G. Thermal investigation of high power optical devices by transient testing // IEEE Trans. Components and Packaging Technol. – 2005. – V. 28, № 1. – P. 45 – 50.
6. Schweitzer, D., Pape, H., Chen, L. Transient measurement of the junction-to-case thermal resistance using structure functions: chances and limits // Proc. 24th IEEE SEMI-THERM Symposium. – San Jose, 2008. – P. 193 – 199.
7. Xie, R.-J., Li, Y.Q., Hirosaki, N., Yamamoto, H // Nitride Phosphors and Solid-State Lighting. – N.Y.: CRC Press, Taylor & Francis, 2011.
8. Кононенко, В.К. Control of emission spectra in the GaInN-GaN heterostructures // Актуальные проблемы физики твердого тела. Сб. докл. Междунар. науч. конф. ФТТ-2007. – Т. 2. – Минск, 2007. – С. 42 – 46.
9. Narakuwa, Y., Narita, J., Sakamoto, T. et al. Recent progress of high efficiency white LEDs // Phys. stat. sol. (a). – 2007. – V. 204. – P. 2087 – 2093.
10. Xie, R.-J., Hirosaki, N., Takeda, T. Wide color gamut backlight for liquid crystal displays using three-band phosphor-converted white light-emitting diodes // Appl. Phys. Express. – 2009. – V. 2. – P. 022401.
11. Narukawa, Y., Ichikawa, M., Sanga, D. et al. White light emitting diodes with super-high luminous efficacy // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2010. – V. 43, № 35. – P. 354002.

О.С. Васьков, В.К. Кононенко, В.С. Нисс – Белорусский национальный технический университет, Минск, o_vascov@mail.ru.

УДК 621.375.826

Б.Ф. Кунцевич, В.К. Кононенко

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ И МОДУЛЯЦИЯ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ ИК-ДИАПАЗОНА

Для систем со спектральным уплотнением разрабатываются полупроводниковые лазеры с одномодовыми волноводами и брэгговскими решетками, дающие узкие стабильные линии генерации при модуляции на частотах до 10 ГГц [1]. Поляризация генерируемого излучения определяет порог и мощность генерации при селекции длины волны [2]. Степень поляризации излучения влияет также на динамический отклик лазера [3]. В настоящей работе рассмотрены поляризационные эффекты при перестройке длины волны генерации и исследованы амплитудно-частотные характеристики гетеролазеров, излучающих в области 1,5 мкм.

Можно выделить два спектральных участка селекции частоты генерации: длинноволновый (от ν_1 до ν_2) и коротковолновый (выше ν_2). По типу поляризации излучения условия генерации для ТЕ- и ТМ-мод оказываются разными. На первом участке усиление осуществляется с участием тяжелых дырок и пороги невелики, на втором участке в усиление включаются легкие дырки и пороги возрастают.

Спектр усиления $k(\nu_g)$ и скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} для переходов без правила отбора по волновому вектору между основными состояниями определяются как [4]:

$$k(\nu_g) = \kappa_1 N_{cl} \left(H_h(\nu_g) \alpha_h \frac{m_{vht}}{m_e} \ln \frac{\left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{cl}}{kT} \right) \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vhl}}{kT} \right) \exp \frac{h\nu_g - \Delta F}{kT}}{\left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_c - E_{cl}}{kT} \right) \left(1 + \exp \frac{h\nu_g - \Delta F + \zeta_h - E_{vhl}}{kT} \right)} \right) +$$

$$+ H_1(v_g)\alpha_1 \frac{m_{vlt}}{m_e} \ln \left(\frac{\left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{v11}}{kT}\right) \exp \frac{hv_g - \Delta F}{kT}}{\left(1 + \exp \frac{hv_g - \Delta F + \zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(1 + \exp \frac{hv_g - \Delta F + \zeta_h - E_{v11}}{kT}\right)} \right), \quad (1)$$

$$R_{sp} = \frac{A_1}{d} N_{c1} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_c - E_{c1}}{kT}\right) \left(N_{vh1} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{vh1}}{kT}\right) + N_{v11} \ln \left(1 + \exp \frac{\zeta_h - E_{v11}}{kT}\right) \right). \quad (2)$$

Здесь $\kappa_1 = 4\pi(a_0)^2 k_0$, $k_0 = r_0/v_g \rho(hv_g)d$, $r_0 = A_{cv}m_e/\pi\hbar^2$, A_{cv} – коэффициент Эйнштейна для межзонных переходов, a_0 – эффективный борковский радиус, $A_1 = 4\pi(a_0)^2 A_{cv}$ – вероятность переходов без правила отбора, N_{c1} , N_{vh1} , N_{v11} – эффективные плотности состояний в электронных и дырочных подзонах, m_{vht} , m_{vlt} – поперечные компоненты эффективных масс тяжелых и легких дырок, T – температура, ΔF – разность квазиуровней Ферми, E_{c1} , E_{vh1} , E_{v11} – начальные уровни электронных и дырочных основных подзон. Функции Хевисайда $H_h(v_g)$ и $H_1(v_g)$ дают вклад тяжелых и легких дырок в усиление: тяжелые дырки учитываются ($H_h(v_g) = 1$), когда $v_g \geq v_1$, а легкие дырки – ($H_1(v_g) = 1$) при $v_g \geq v_2$. Энергии hv_1 и hv_2 относятся к начальным переходам на состояния тяжелых и легких дырок. Величины α_h и α_l – коэффициенты поляризации для переходов с участием, соответственно, тяжелых и легких дырок. При расчете усиления принимались средние значения коэффициентов поляризации, поскольку для переходов без правила отбора происходит усреднение по всем возможным начальным и конечным состояниям оптических переходов. Учет поляризационных эффектов не отражается на колоколообразной форме полос усиления, а лишь изменяет интенсивности ТЕ- и ТМ-мод.

Для системы GaInAs–GaInAsP задавались параметры [2]: $d = 5$ нм, $k_0 = 2,07 \cdot 10^5$ см⁻¹, $r_0 = 2,739 \cdot 10^{23}$ см⁻²·с⁻¹·эВ⁻¹, $A_{cv} = 6,547 \cdot 10^8$ с⁻¹, $a_0 = 7,27$ нм, $\kappa_1 = 1,375 \cdot 10^6$ см, $A_1 = 4,35 \cdot 10^3$ см²·с⁻¹, $T = 300$ К, $E_g = 0,718$ эВ, $\Delta E_c = 0,137$ эВ, $\Delta E_v = 0,205$ эВ, $N_{c1} = 4,43 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N_{vh1} = 5,62 \cdot 10^{11}$ см⁻², $N_{v11} = 1,30 \cdot 10^{12}$ см⁻², $E_{c1} = 69,7$ мэВ, $E_{vh1} = 27,0$ мэВ, $E_{vh2} = 104,5$ мэВ, $E_{v11} = 88,4$ мэВ. Динамика генерации изучена для двух квантовых ям в активной области: $N_a = 2$, $\Gamma = 0,845 \cdot 10^{-2}$, $\beta N_a = 10^{-5}$. Энергия квантов излучения составляет $hv_1 = E_g + E_{c1} + E_{vh1} = 0,8147$ эВ ($\lambda_1 = 1,52$ мкм). Величина hv_2 равна $hv_2 = E_g + E_{c1} + E_{v11} = 0,8761$ эВ ($\lambda_2 = 1,42$ мкм). Переходы из непрерывных состояний на состояния второй подзоны тяжелых дырок начинаются с $hv_3 = E_g + \Delta E_c + E_{vh2} = 0,9595$ эВ ($\lambda_3 = 1,29$ мкм). Параметры η_{sp} и η' близки к единице ($1/\eta_{sp}\eta' \approx 1,2$), и учет их изменений важен для анализа температурных эффектов. При оценке внутренних лазерных параметров и порога генерации коэффициент потерь k_1 варьировался от 0 до 100 см⁻¹.

Химические потенциалы электронов ζ_c и дырок ζ_h зависят от разности квазиуровней Ферми ΔF : $\zeta_c = 79,227 + 0,584(\Delta F - E_g - 96,7)$ (мэВ), $\zeta_h = 17,473 + 0,416(\Delta F - E_g - 96,7)$ (мэВ). Концентрация носителей тока N составляет $N = (N_{c1}/d) \ln(1 + \exp((\zeta_c - E_{c1})/kT))$ и определяет ΔF и ζ_h . Спектр усиления излучения имеет типичную колоколообразную форму, на которой отражается учет поляризационных характеристик генерируемого излучения (ТЕ- или ТМ-мода), т. е. определение коэффициентов поляризации $\alpha_h(v_g)$ и $\alpha_l(v_g)$.

Модуляция тока накачки описывается в виде $j = j_b + j_m \sin(2\pi\nu_m t)$, где j_m и ν_m – глубина и частота модуляции, а j_b – постоянная составляющая тока. Уровень накачки задается, как $j_b = x_h j_{th}$ и $j_m = x_m j_b$, где $j_{th} = edN_a R_{sp-th}/\eta' \eta_{sp}$ – стационарный порог, а R_{sp-th} – пороговая скорость спонтанной рекомбинации, x_b и x_m – варьируемые параметры. В режиме генерации волноводное усиление на некоторой частоте ν_{g0} достигает коэффициента потерь: $\Gamma k(\nu_{g0}) = k_1$. При перестройке частоты излучения в пределах полосы усиления изменяется порог и, соответственно, величина j_b . Этот эффект детально описан в работе [5]. Ранее он рассмотрен в [6] и экспериментально изучен на примере GaSb [7].

Коэффициент поляризации (поляризационный фактор) α_i ($i = h, l$) зависит от ориентации вектора поляризации (угол α) и волнового вектора дырки (угол θ_i) относительно оси размерного квантования [8–10]. Для ТЕ-моды имеем $\alpha = \pi/2$, для ТМ-моды – $\alpha = 0$. Угол θ_i можно оценить (в случае прямых переходов) из выражения $\text{tg}^2(\theta_i) = \hbar v_g - \hbar v_i / \hbar v_i - E_g$. При $\hbar v_g = \hbar v_i$ угол $\theta_i = 0$, с увеличением энергии квантов $\hbar v_g$ выше $\hbar v_i$ угол θ_i приближается к $\pi/2$ (рис. 1).

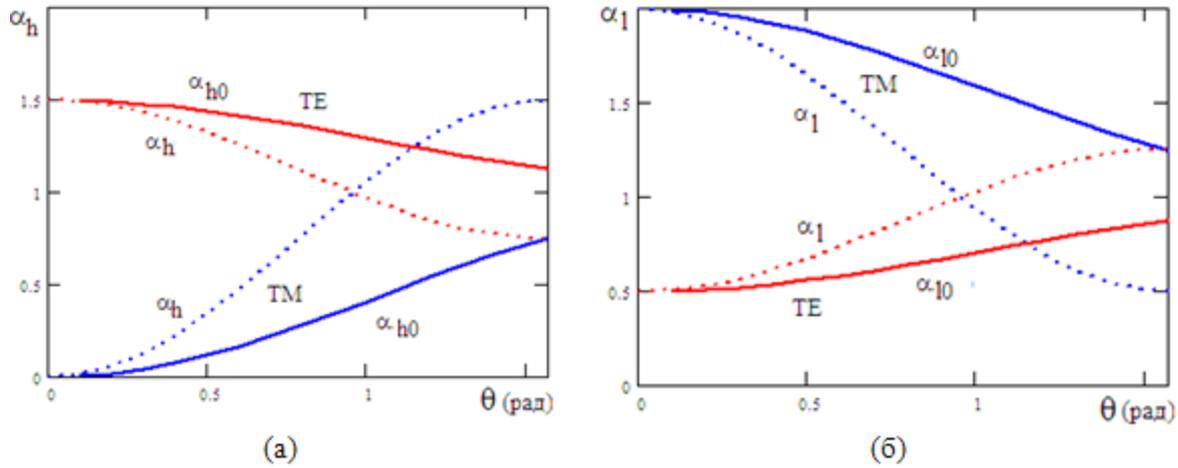


Рисунок 1 – Зависимости коэффициентов поляризации α_h (а) и α_l (б) и средних их значений от угла θ для ТЕ- и ТМ-мод

Средние значения поляризационного коэффициента определялись путем усреднения в интервале углов θ от 0 до верхнего значения θ_0 . Для переходов на состояния тяжелых дырок (ТЕ-мода) получаем $\alpha_{h0} = 9/8 + 3\sin 2\theta_{h0}/16\theta_{h0}$. Для ТМ-моды – $\alpha_{h0} = 3/4 - 3\sin 2\theta_{h0}/8\theta_{h0}$. Аналогично находим для переходов на состояния легких дырок: ТЕ-мода, $\alpha_{l0} = 7/8 - 3\sin 2\theta_{l0}/16\theta_{l0}$, ТМ-мода, $\alpha_{l0} = 5/4 + 3\sin 2\theta_{l0}/8\theta_{l0}$. Поляризационный коэффициент для ТЕ-моды оказывается в среднем в 2.3 раза выше для тяжелых дырок, чем для легких дырок. Для ТМ-моды вероятнее (в среднем в девять раз) переходы с участием легких дырок. Однако вклад подзоны легких дырок в усиление, как правило, мал из-за недостаточной населенности этих состояний при высокой добротности и отсутствии специальной селекции (рис. 2).

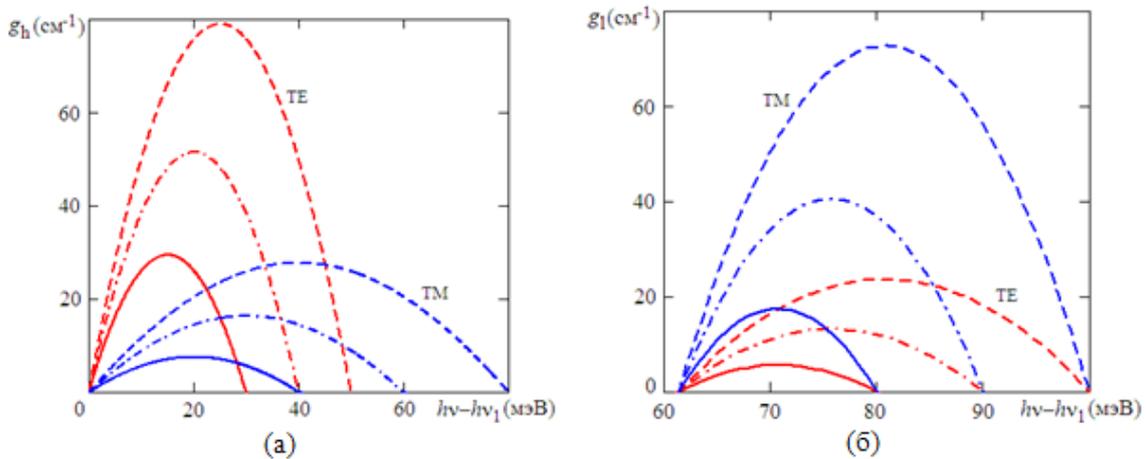


Рисунок 2 – Спектры усиления для ТЕ- и ТМ-мод и переходов на состояния тяжелых (а) и легких (б) дырок. (а) (ТЕ) $\alpha_{h0} = 1,4$, (ТМ) $\alpha_{h0} = 0,2$, (б) (ТЕ) $\alpha_{l0} = 0,6$, (ТМ) $\alpha_{l0} = 1,8$

Заметный вклад в усиление переходов с участием тяжелых дырок приводит к более быстрому увеличению коэффициента усиления с ростом уровня накачки ΔF и к меньшим порогам для ТЕ-моды,

чем для ТМ-моды (рис. 3). Эти данные можно далее использовать для оценки токовых параметров, расчета амплитудно-частотной и частотно-отстроечной характеристик и анализа поляризационных особенностей селекции частоты генерации.

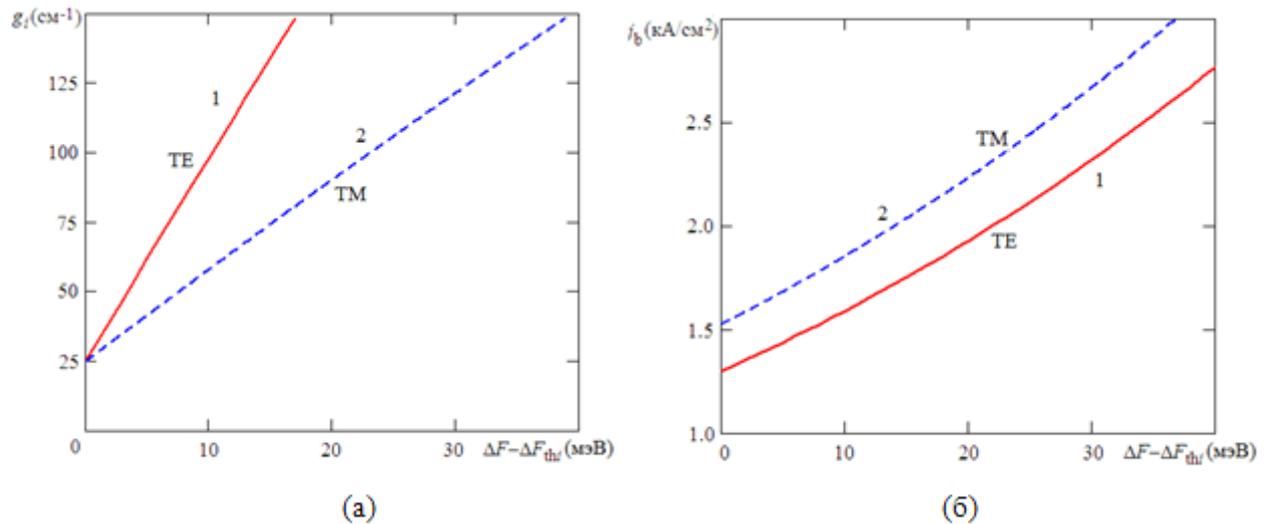


Рисунок 3 – Зависимости коэффициента усиления для ТЕ- и ТМ-мод $g_i = \Gamma k(v_{gi})$ ($i = 1, 2$) на частоте излучения v_{gi} (а) и плотности тока накачки j_{bi} (б) от разности ΔF над порогом ΔF_{thi} . (ТЕ) $h\nu_{g1} = 879,4$ мэВ, $\Delta F_{th1} = 882,8$ мэВ; (ТМ) $h\nu_{g2} = 883,4$ мэВ, $\Delta F_{th2} = 890,7$ мэВ, В пороге $g_i = 25$ см⁻¹, (ТЕ) $j_{b1} = j_{th1} = 1,30$ кА/см², (ТМ) $j_{b2} = j_{th2} = 1,53$ кА/см²

Рассмотрены поляризационные эффекты при перестройке частоты генерации и модуляционные характеристики гетеролазеров, излучающих в области 1,5 мкм в информационных системах. При расчете спектров усиления для коэффициентов поляризации учитывались средние значения для переходов без правила отбора. Учет поляризационных эффектов не отражается на колоколообразной форме полос усиления, а лишь изменяет интенсивности ТЕ- и ТМ-мод.

Список литературы

1. Дураев, В.П., Неделин, Е.Т., Недобывайло, Т.П. и др. Полупроводниковые лазеры с волоконной брэгговской решеткой и узким спектром генерации на длинах волн 1530 – 1560 нм // Квант. электрон. – 2001. – Т. 31, № 6. – С. 529 – 530.
2. Кунцевич, Б.Ф., Кононенко, В.К. Модуляционный отклик динамически одномодовых квантоворазмерных гетеролазеров в области 1,5 мкм // ЖПС. – 2010. – Т. 77, № 4. – С. 583 – 590.
3. Кунцевич, Б.Ф., Кононенко, В.К. Поляризация излучения и нелинейный отклик полупроводникового лазера при модуляции тока накачки // ЖПС. – 2004. – Т. 71, № 3. – С. 345 – 350.
4. Kuntsevich, B.F., Kononenko, V.K., Pisarchik, A.N. Controlling dynamics in parametrically modulated lasers with cavity detuning // Recent Advances in Laser Dynamics: Control and Synchronization. – Ch. 5. – Kerala: Research Signpost, 2008. – P. 221–267.
5. Kononenko, V.K., Kuntsevich, B.F. Selection of the lasing frequency and heating the quantum-well heterostructure laser diodes // Proc. 11th Int. Conf. on Laser & Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM'2011). – Kharkov, 2011. – CD catalog, lfnm-071.
6. Буйкевич, А.Г., Кононенко, В.К., Манак, И.С. Влияние селективного резонатора на излучение квантоворазмерного гетеролазера // ОЖ. – 2004. – Т. 71, № 11. – С. 19 – 22.
7. Geerlings, E., Rattunde, M., Schmitz, J. et al. Widely tunable GaSb-based external cavity diode laser emitting around 2.3 μm // IEEE Photon. Technol. Lett. – 2006. – V. 18, № 18. P. 1913 – 1915.
8. Карасев, Д.В., Кононенко, В.К., Манак, И.С., Харевич, Д.Л. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур // Лазерная техника и оптоэлектроника. – 1992. – № 3–4. – С. 52 – 55.
9. Avrutin, E.A., Chebunina, I.E., Eliachevitch, I.A. et al. TE and TM optical gains in AlGaAs/GaAs single-quantum-well lasers // Semicond. Sci. Technol. – 1993. – V 8, № 1. – P. 80 – 87.
10. Kononenko, V.K., Nalivko, S.V. Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. – 1996. – V 2693. – P. 760 – 767.

Б.Ф. Кунцевич – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, bkun@ifanbel.bas-net.by.
В.К. Кононенко – Белорусский государственный университет, vkladik@gmail.com.

Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, И.Е. Свитенков, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, В.Я. Ширипов, С.М. Насточкин, Е.А. Хохлов

ВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ CuInGaSe_2 В ПРОЦЕССЕ РАБОТЫ

Солнечные элементы на основе соединения CuInGaSe_2 представляют интерес ввиду относительной дешевизны технологии и возможности использования различных подложек, в т. ч. гибких. Эффективность таких солнечных элементов может достигать высоких значений (20,3 % для пленки, полученной методом термического испарения [1]). В процессе работы солнечного элемента в результате его нагрева солнечным излучением происходит изменение рабочих характеристик и, соответственно, снижение выходной мощности и эффективности. Исследование временной стабильности характеристик солнечных элементов на основе соединения CuInGaSe_2 в процессе работы позволяет оценить величины отклонений параметров этих элементов от начальных значений и выявить возможности сохранения их эффективности на уровне близком к максимальному значению, достигаемому сразу после включения освещения.

Структуры CuInGaSe_2 были получены в вакуумной установке ионно-лучевого и магнетронного распыления Aspira 150 компании Изовак (г. Минск). Установка позволяет распылять до 6-ти различных материалов в одном цикле, комбинировать ионно-лучевое и магнетронное распыление, и позволяет решать задачи, предъявляющие повышенные требования к точности напыления, дефектности, повторяемости и долговременной стабильности плёнок. Aspira 150 обеспечивает максимальную зону напыления диаметром 150 мм при равномерности покрытий 0.4 %. Установка использовалась при получении исследуемых образцов солнечных элементов для распыления многокомпонентной мишени, содержащей элементы Cu-In-Ga в заданном соотношении. Пленки CIGS получены методом реактивного магнетронного распыления в атмосфере селена металлической сплавной мишени на стеклянную подложку с нанесённым предварительно на неё контактным слоем молибдена. Для создания гетеробарьера тонкий слой CdS формировался на поверхности CIGS химическим осаждением в ванне из раствора тиомочевины, CdCl_2 и аммиака при температуре 30°C. Высококачественные пленки ZnO, представляющие слой n-типа и контактный слой солнечного элемента, наносились методом ионно-лучевого распыления в вакууме. Для освещения солнечных элементов использовалось излучение лазерного диода с длиной волны $\lambda=808$ нм, а также ксеноновой лампы. Нагрузочные характеристики измерялись прибором Keithley 2601A за время 8,9 мс.

Зависимость эффективности СЭ от интенсивности излучения лазера с длиной волны 808 нм представлена на рисунке 1. При возбуждении лазерным излучением КПД солнечного элемента превышает 20 % при интенсивности освещения в одно солнце (100 мВт/см^2) и достигает максимального значения 22 % при $I_{\text{осв}} = 174 \text{ мВт/см}^2$.

Нагрузочные характеристики СЭ до освещения и в различные моменты после начала освещения представлены на рисунке 2. Наблюдается смещение ВАХ с течением времени, вызванное нагреванием СЭ освещающим излучением. Зависимость напряжения холостого хода CuInGaSe_2 СЭ от продолжительности освещения представлена на рисунке 3. Здесь наблюдается явная тенденция уменьшения напряжения холостого хода при увеличении времени освещения СЭ. Ток короткого замыкания, зависимость которого от продолжительности освещения представлена на рисунке 4, изменяется немонотонно и незначительно при увеличении продолжительности освещения. Происходит заметное уменьшение фактора заполнения СЭ в течение 10-минутного освещения

(рисунок 5). По истечении 10 минут освещения напряжение, соответствующее максимальной мощности, уменьшается от 0,417 до 0,407 В (рисунок 6). Ток, соответствующий максимальной мощности, за 10 минут освещения СЭ уменьшается от 1,91 до 1,84 мА (рисунок 7). Происходит уменьшение мощности при одинаковых напряжениях с увеличением времени освещения (рисунок 8). Эффективность СЭ в течение 10 минут освещения существенно уменьшается от 11,4 до 10,7 % (рисунок 9) за счёт активации каналов безызлучательной рекомбинации, что указывает на важность отвода тепла от активной области нагреваемого солнечным излучением элемента.

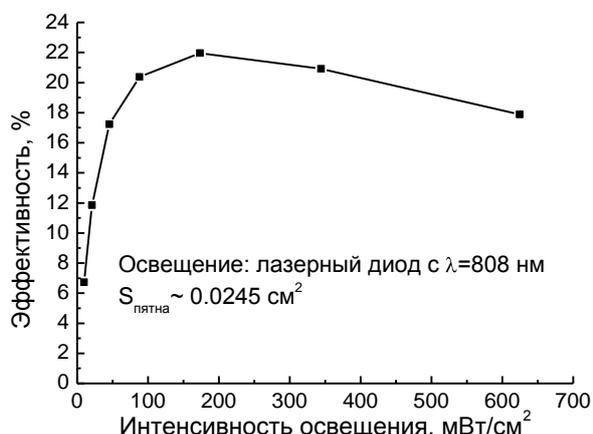


Рисунок 1 – Зависимость эффективности CuInGaSe_2 СЭ от интенсивности излучения лазера с длиной волны 808 нм

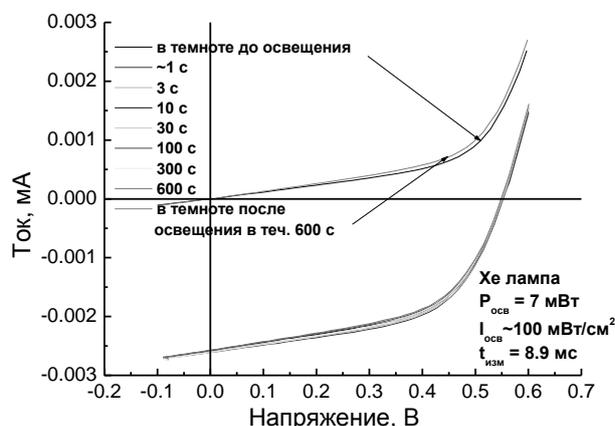


Рисунок 2 – Нагрузочные характеристики CuInGaSe_2 СЭ до освещения и в различные моменты после начала освещения

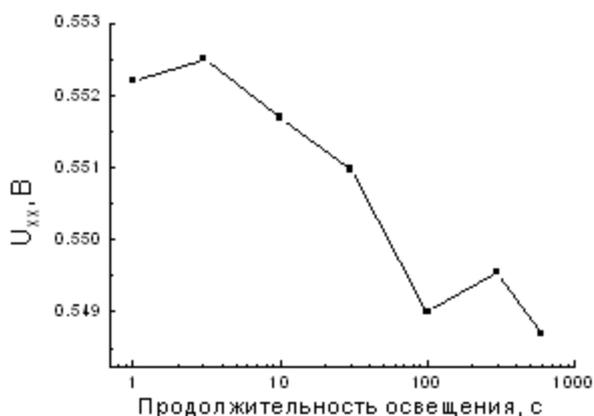


Рисунок 3 – Зависимость напряжения холостого хода CuInGaSe_2 СЭ от продолжительности освещения

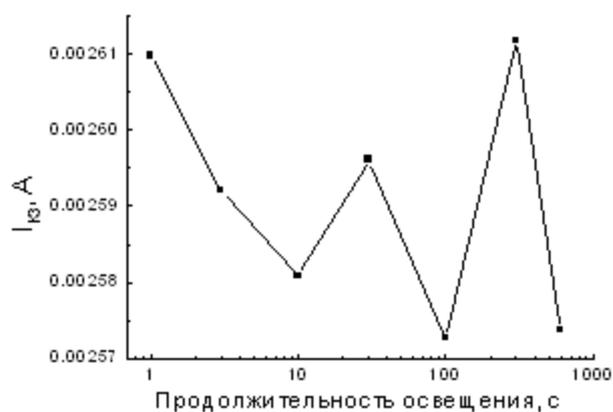


Рисунок 4 – Зависимость тока короткого замыкания CuInGaSe_2 СЭ от продолжительности освещения

Таким образом, КПД солнечных элементов составил 22 % при возбуждении лазерным излучением на длине волны 808 нм ($I_{\text{осв}}=174 \text{ мВт/см}^2$). При нагреве возбуждающим излучением ксеноновой лампы в течение 10 мин. ($I_{\text{осв}}=100 \text{ мВт/см}^2$) происходит уменьшение эффективности солнечного элемента от 11,4 до 10,7 % за счёт активации каналов безызлучательной рекомбинации. Использование CIGS солнечных элементов для прямого преобразования световой энергии в электрическую с одновременным отводом тепловой энергии (аккумуляцией), например, водой позволяет повысить как эффективность преобразования света в электричество, так и общую эффективность преобразования световой энергии.

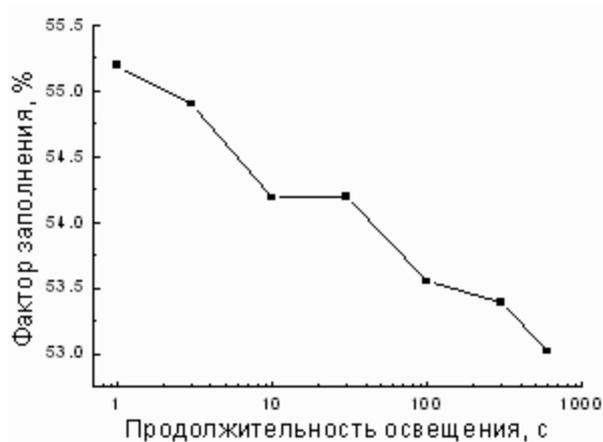


Рисунок 5 – Фактор заполнения как функция продолжительности освещения СЭ

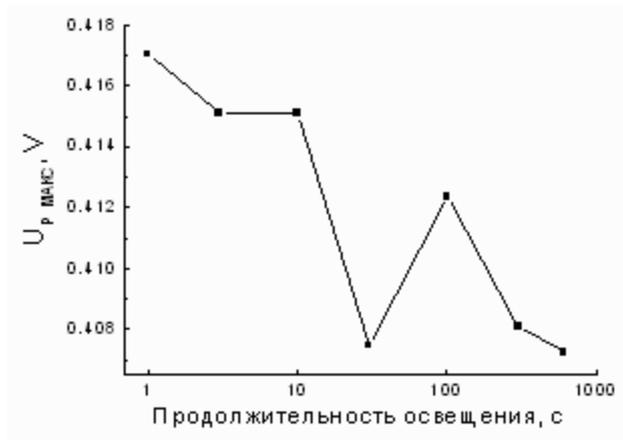


Рисунок 6 – Напряжение, соответствующее максимальной мощности СЭ, в зависимости от продолжительности его освещения

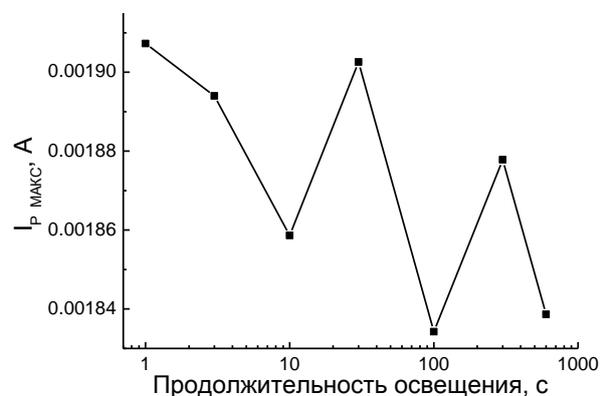


Рисунок 7 – Зависимость тока, соответствующего максимальной мощности СЭ, от продолжительности освещения

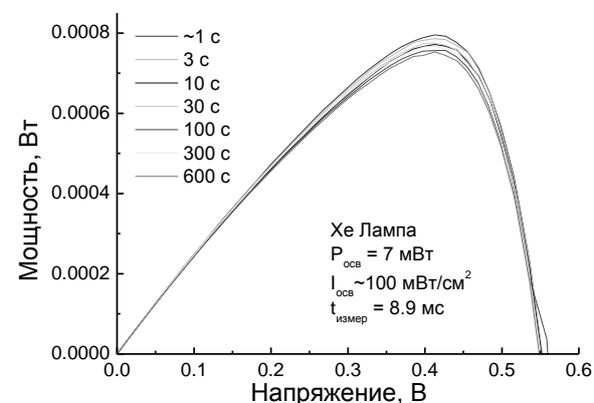


Рисунок 8 – Мощность СЭ в зависимости от напряжения для различных продолжительностей освещения

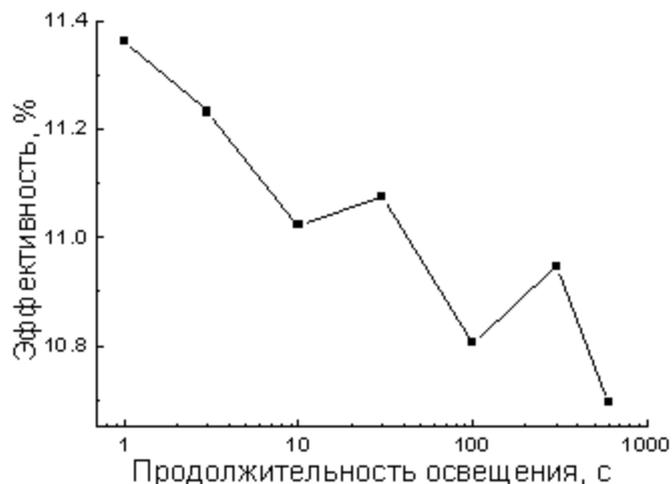


Рисунок 9 – Эффективность СЭ как функция продолжительности его освещения

Исследовано изменение параметров солнечных элементов CIGS в течение 10 минут после начала освещения излучением ксеноновой лампы. Обнаружено уменьшение эффективности солнечного элемента от 11,4 до 10,7 % за счёт активации каналов безызлучательной рекомбинации

при нагреве светом. Отвод тепла от активной области СЭ в процессе работы позволяет сохранить эффективность преобразования вблизи максимального значения.

Список литературы

1. Jackson, P. et al. New world record efficiency for Cu(In,Ga)Se₂ thin-film solar cells beyond 20 % // Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – 2011. – V. 19, Iss. 7 – P. 894 – 897.

Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, А.Г. Войнилович, А.В. Данильчик, И.Е. Свитенков, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский – Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by.
В.Я. Ширипов, С. М. Насточкин, Е. А. Хохлов – ООО «Изовак», Минск, info@izovac.com.

УДК 621.373.826.038.825.5

Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, Д.А. Нечаев, В.Н. Жмерик,
С.И. Иванов

СТИМУЛИРОВАННОЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ОСНОВЕ AlGaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА САПФИРОВОЙ ПОДЛОЖКЕ

Полупроводниковые лазеры ультрафиолетового (УФ) диапазона представляют большой интерес для многих практических применений, таких как биологический анализ, системы связи, спектроскопические исследования, системы записи информации высокой плотности и др., что обусловлено небольшими размерами, потенциально низкой стоимостью, высокими эффективностью и долговечностью таких излучателей. Наиболее подходящим кандидатом для материала активной области полупроводниковых УФ лазеров сегодня является соединение AlGaN, позволяющее варьировать длину волны излучения люминесценции от 190 до 360 нм. В настоящее время созданы оптически накачиваемые [1] и инжекционные [2] лазеры на основе гетероструктур AlGaN, выращенных на подложках объемного AlN. Однако, использование более дешевых подложек для гетероэпитаксиального роста (кремний, сапфир) приводит к ухудшению кристаллического качества гетероструктуры, особенно при продвижении в коротковолновую область, что обусловлено дефектами рассогласования решеток подложки и эпитаксиальной структуры.

В работе исследовались люминесцентные и лазерные характеристики серии AlGaN гетероструктур с одиночной квантовой ямой (КЯ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На сапфировой подложке выращивалась последовательность согласующих слоев со сверхрешеткой AlN/AlGaN, на которой растился обкладочный слой Al_{0,77}Ga_{0,23}N, за которым следовал волноводный слой Al_{0,4}Ga_{0,6}N. Слой КЯ растился с использованием метода субмонослойной импульсной эпитаксии, при котором формируются субмонослойные вставки GaN, разделенные слоями AlGaN [3]. В исследуемой серии образцов гетероструктур варьировалось среднее значение содержания алюминия x_{Al} , т. е. эффективная ширина запрещенной зоны слоя КЯ. Исследовались образцы с $x_{Al} = 26\%$ (I), 31% (II), 43% (III). Измерялись спектры спонтанной и стимулированной фотолюминесценции (ФЛ) при возбуждении излучением 4-й (266 нм) и 5-й (213 нм) гармоник Nd:YAG лазера при разных температурах и уровнях возбуждения.

На рисунке 1 приведены спектры ФЛ в зависимости от температуры образцов I и II, измеренные при возбуждении и регистрации с поверхности образца.

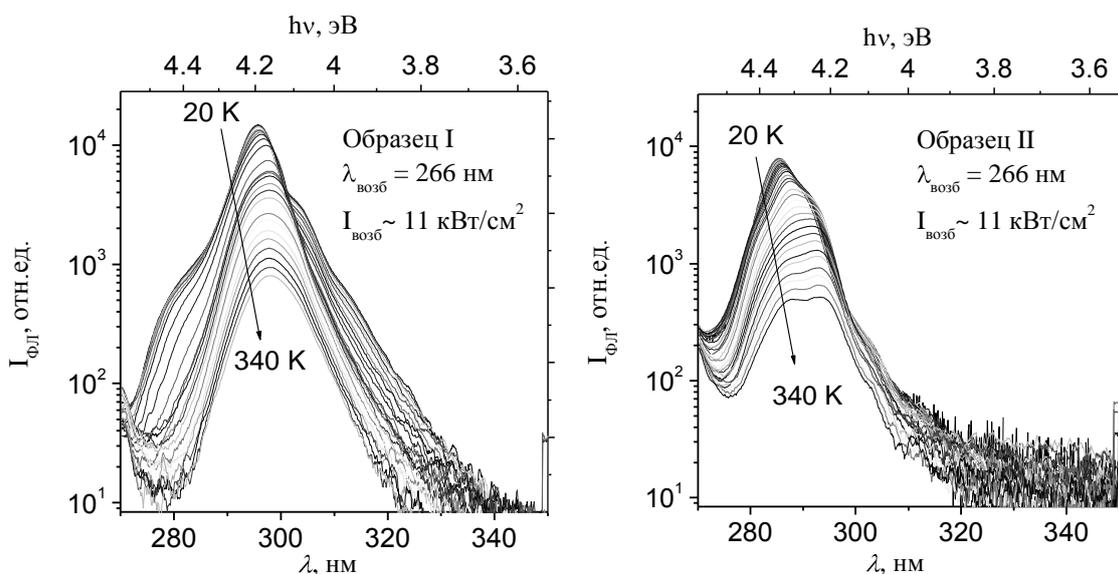


Рисунок 1 – Спектры ФЛ в зависимости от температуры образцов гетероструктур с различным содержанием алюминия в слое КЯ

На рисунке 2 приведены температурные зависимости спектрального положения ФЛ и интегральной интенсивности ФЛ образцов. Для обоих образцов наблюдаются так называемые S-образные температурные зависимости положения ФЛ. Указанное поведение типично для соединений AlGaIn и объясняется неоднородностью состава материала, которое проявляется в формировании локализованных состояний – областей материала с меньшей шириной запрещенной зоны [4]. При повышении температуры происходит термический выброс неравновесных носителей заряда на более мелкие локализованные состояния, в результате чего полоса ФЛ смещается в коротковолновую область. Из рисунка видно, что момент выброса неравновесных носителей из глубоких локализованных состояний и связанное с ним заметное отклонение зависимости положения ФЛ от температурной зависимости ширины запрещенной зоны для образца II наступает при большей температуре, чем для образца I. Указанный факт говорит о большей глубине локализации носителей заряда в образце II, что вероятно, связано с большей неоднородностью состава AlGaIn вследствие большей концентрации алюминия. При низкой температуре образец I имеет вдвое большую эффективность ФЛ, в то время как при комнатной температуре интенсивность ФЛ становится примерно одинаковой для обоих образцов. В результате аппроксимации температурных зависимостей эффективности ФЛ с использованием модели Аррениуса (сплошные линии на рисунке 2,б) были получены значения энергии активации и относительной концентрации центров безызлучательной рекомбинации (указаны на графике). Таким образом, образец II, имеющий более низкое качество (большую концентрацию центров безызлучательной рекомбинации и меньшую эффективность ФЛ при низкой температуре) показал более слабое температурное тушение ФЛ, что важно для применений, работающих при стандартной и повышенной температурах. Возможной причиной указанного поведения может быть более глубокая локализация неравновесных носителей заряда вследствие большей концентрации алюминия в составе материала КЯ образца II.

Для образцов I и II было получено стимулированное излучение при комнатной температуре с пороговыми плотностями мощности 1200 и 1400 кВт/см² соответственно. Из структур II и III посредством скалывания были изготовлены резонаторы шириной 500-600 мкм и измерены спектры генерации, которые приведены на рисунке 3 вместе с зависимостями интегральной интенсивности ФЛ от уровня возбуждения. Измеренные значения спектрального положения и порогов генерации составили 289 нм, 590 кВт/см² (образец II) и 270 нм, 750 кВт/см² (образец III). Полученные значения

пороговой плотности мощности генерации для данных длин волн на настоящий момент являются рекордными в мире для AlGaN гетероструктур, выращенных на сапфировой подложке. Стимулированное излучение всех исследованных гетероструктур имело ТЕ-поляризацию ($E \perp c$). В то же время, излучение спонтанной ФЛ для образцов, излучающих на длинах волн короче 300 нм, имело поляризацию ТМ ($E \parallel c$), что обусловлено зонной структурой материала AlGaN. Поляризация излучения генерации в исследованных гетероструктурах определяется свойствами волновода.

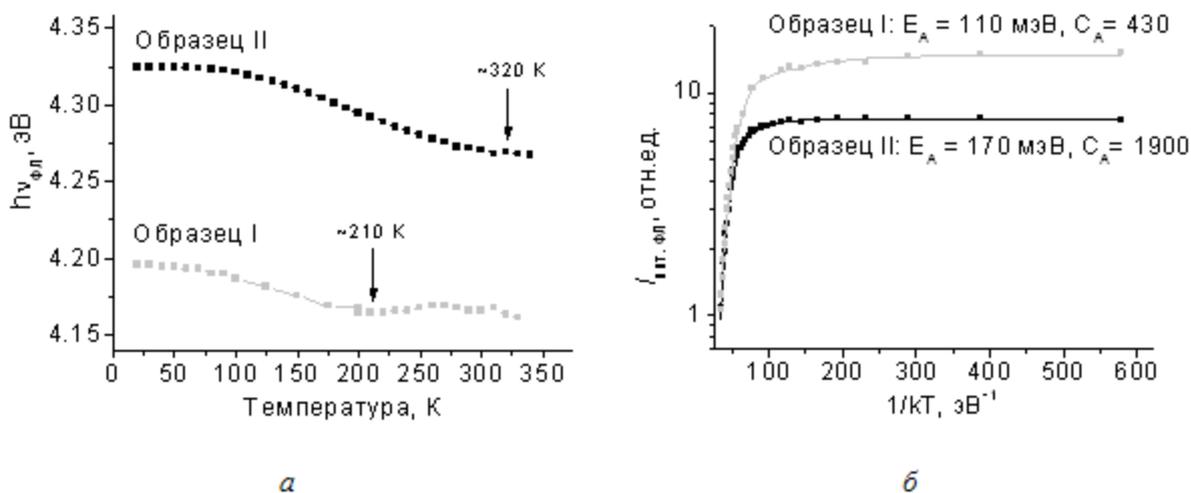


Рисунок 2 – Температурные зависимости спектрального положения (а) и интегральной интенсивности (б) ФЛ гетероструктур AlGaN

Таким образом, для исследованной серии AlGaN гетероструктур с одиночной КЯ увеличение содержания алюминия в составе материала КЯ приводит к коротковолновому смещению спектра излучения и увеличению степени локализации неравновесных носителей заряда. Одновременно увеличивается энергия активации центров, ответственных за температурное тушение ФЛ, измеренной с поверхности образца. На исследованных образцах достигнуты рекордные значения длины волны и пороговой плотности мощности генерации для гетероструктур, выращенных на сапфировой подложке.

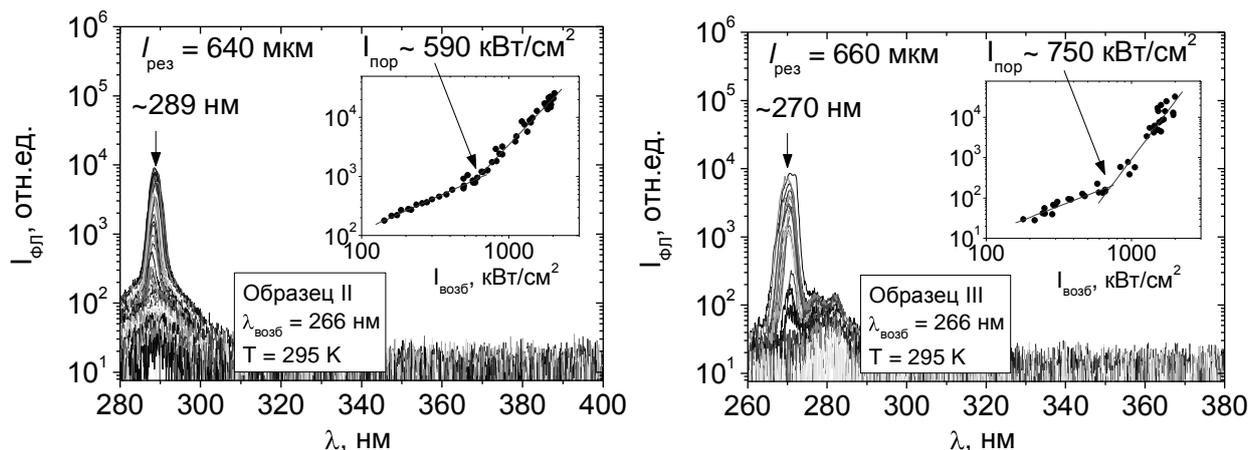


Рисунок 3 – Спектры генерации в зависимости от уровня возбуждения AlGaN гетероструктур

Исследованы излучательные свойства AlGaN гетероструктур с квантовой ямой. Увеличение содержания алюминия в составе AlGaN приводит к увеличению степени локализации носителей заряда и более слабому температурному тушению фотолуминесценции. Получена генерация на 289 и

270 нм с порогами 590 и 750 кВт/см², что является мировым рекордом для полупроводниковых лазеров, выращенных на сапфировой подложке.

Список литературы

1. Wunderer, T., Chua, C.L., Northrup, J.E., Yang, Z., Johnson, N.M., Kneissl, M., Garrett, G.A., Shen, H., Wraback, M., Moody, B., Craft, H.S., Schlessler, R., Dalmau, R.F., Sitar, Z.. Optically pumped UV lasers grown on bulk AlN substrates // *Phys. Stat. Sol.* – 2012. – V. 9(3–4). – P. 822–825.
2. Yoshida, H., Yamashita, Y., Kuwabara, M., Kan, H. A 342-nm ultraviolet AlGaIn multiple-quantum-well laser diode // *Nature Photonics* – 2008. – V. 2. – P. 551–554.
3. Jmerik, V.N., Shubina, T.V., Mizerov, A.M., Belyaev, K.G., Sakharov, A.V., Zamoryanskaya, M.V., Sitnikova, A.A., Davydov, V.Yu., Kop'ev, P.S., Lutsenko, E.V., Rzhetski, N.V., Danilchik, A.V., Yablonskii, G.P., Ivanov, S.V. AlGaIn quantum well structures for deep-UV LEDs grown by plasma-assisted MBE using sub-monolayer digital-alloying technique // *Journal of Crystal Growth* – 2009. – V. 311 (7). – P. 2080–2083.
4. Li, Q., Xu, S.J., Xie, M.H., Tong, S.Y. A model for steady-state luminescence of localized-state ensemble // *Europhys. Lett.* – 2005. – V. 71 (6) – P. 994.

Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by.

Д.А. Нечаев, В.Н. Жмерик, С.И. Иванов – Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, jmerik@pls.ioffe.ru.

УДК 535.343:541.1

А.В. Науменко, Н.А. Лойко, В.В. Филиппов

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ТОНКОГО СЛОЯ ОРГАНИЧЕСКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА, СОДЕРЖАЩЕГО МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ НАНОЧАСТИЦЫ

Малая длина диффузии экситона в органических полупроводниках (единицы – десятки нм) [1] и, как следствие, небольшая толщина активных слоев фотовольтаических ячеек значительно ограничивают эффективность преобразования световой энергии η . Одна из возможностей увеличения эффективности η связана с использованием металлических наночастиц (МНЧ). Экспериментально было показано, что включение металлических нанокластеров в структуру фотовольтаических ячеек приводит к увеличению эффективности η как для ячеек с планарным [2, 3], так и объемно-распределенным гетеропереходом [4]. Увеличение η возникает благодаря усилению локального поля вблизи МНЧ и увеличению поглощения световой энергии в области плазмонного резонанса (ПР) [4–7]. Эффект зависит от размера и материала частиц, а также от расстояния между ними [4, 8]. С целью их оптимизации мы проводим прямое численное моделирование прохождения электромагнитного излучения через слой фталоцианина меди содержащий сферические наночастицы серебра, расположенные на одинаковом расстоянии друга от друга, в результате чего определяем спектральные зависимости коэффициента поглощения данного слоя. Численный эксперимент базируется на решении уравнений Максвелла методом конечных разностей в 2D и 3D геометриях и вычислении потоков излучения падающего и прошедшего через слоистую систему (МЕЕР). Слой сферических наночастиц в 2D пространстве практически соответствует монослою цилиндрических нанопроволок. В случае 3D геометрии мы рассматриваем МНЧ, помещённые в узлах треугольной, квадратной и прямоугольной решёток. Для простоты анализа механизмов поглощения света рассматриваемой гибридной структурой показатель преломления полупроводника (и его поглощение) в каждой из численных симуляций остаётся почти постоянным. Пользуясь масштабной инвариантностью уравнений Максвелла, выберем единицы измерения, так чтобы длина волны (λ_p), соответствующая плазменной частоте металла, равнялась 0,1. Тогда для $\lambda_p = 0,1 \mu\text{м}$, единица

измерения длины принята в работе – 1мкм. Для серебра $\lambda_p = 0,13$ мкм, соответственно, все масштабы нужно умножить на 1,3. Для алюминия $\lambda_p = 0,082$ мкм, и коэффициент масштабирования – 0,82.

Получены зависимости спектров поглощения, пропускания и отражения слоя от коэффициента поглощения полупроводника, расстояния между МНЧ и типа упаковки МНЧ. Их анализ показал, что эффективность использования ПР для увеличения поглощательной способности слоя растёт с уменьшением фактора поглощения используемого органического полупроводника. Так, в случае слоя толщины 0,014, содержащего МНЧ диаметром 0,010, расположенные в треугольной решётке на расстоянии 0,015 между их центрами, отношение S максимума спектра поглощения к коэффициенту поглощения слоя без наночастиц монотонно увеличивается от 2 до 10 раз с уменьшением фактора поглощения полупроводника k от 0,6 до 0,1 (рисунок 1, сплошная кривая). При этом абсолютное значение максимума спектра поглощения A_{max} меняется слабо, оставаясь близким к значению 0,5 (рисунок 1, штриховая кривая). Характер спектра изменяется более существенно (см. рисунки 2, 3). При достаточно больших значениях фактора поглощения полупроводника k спектр содержит только один широкий максимум (рисунок 2а). С уменьшением k появляется второй сравнительно узкий максимум на более высокой частоте (рисунок 2б). Анализ пространственного распределения поля в области элементарной ячейки решётки, составленной из МНЧ, и свойств отдельной сферической частицы позволяет связать первый широкий максимум с дипольной модой плазмонных колебаний, а второй более узкий с квадрупольной модой.

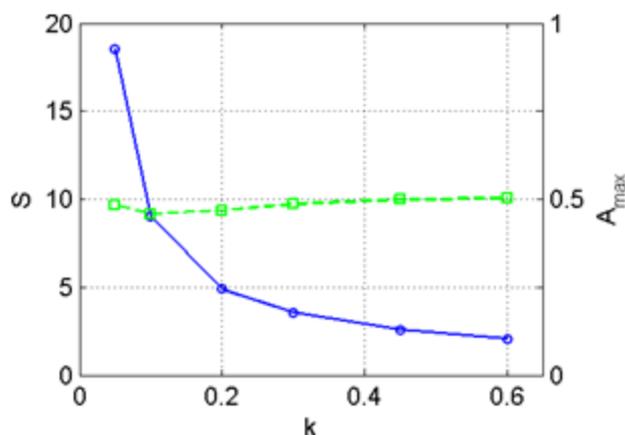


Рисунок 1 – Относительный (S) и абсолютный (A_{max}) максимумы спектра поглощения слоя в зависимости от коэффициента поглощения полупроводника k (сплошная и штриховая кривые)

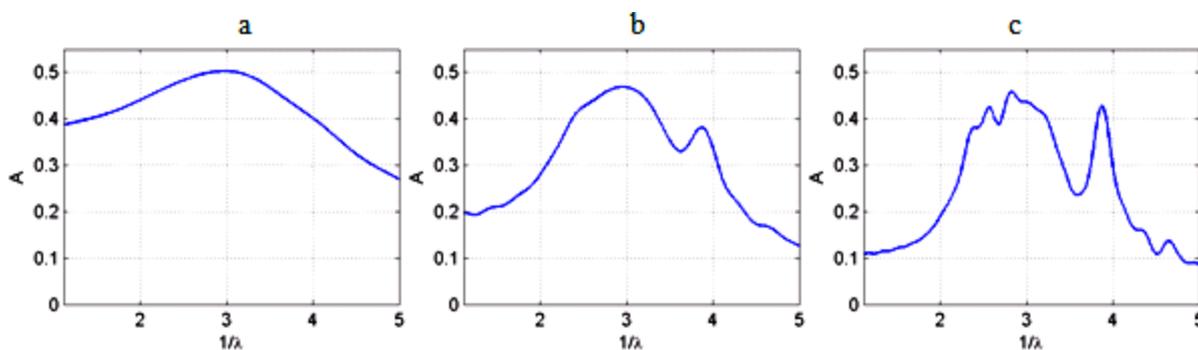


Рисунок 2 – Спектры поглощения для параметров рисунка 1 и $k = 0,6$ (а), $0,2$ (б), $0,1$ (с), λ – длина волны излучения

При значениях k меньших, чем 0,1, спектр становится более изрезанным (рисунок 3). Появление многих максимумов может быть интерпретировано с одной стороны, как проявление

более высоких мультипольных резонансов в условиях слабого поглощения, с другой – как резонансы, индуцированные резонаторами, формируемыми плотно упакованными МНЧ [5]. На рисунке 3 слева представлены также спектры отражения и пропускания, дополняющие картину взаимодействия излучения с рассматриваемым слоем полупроводника, содержащим МНЧ.

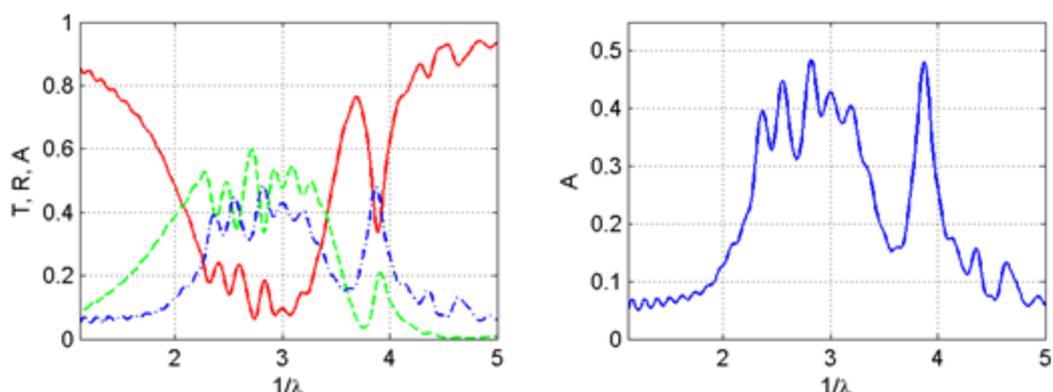


Рисунок 3 – Спектры поглощения (A), пропускания (T) и отражения (R) (слева) и увеличенный спектр поглощения (справа) для параметров рисунка 1 и $k = 0,05$

Увеличение поглощения излучения органическим слоем с МНЧ наблюдалось и при уплотнении решётки МНЧ. Рисунок 4 представляет эту закономерность через зависимость S (отношения максимума спектра поглощения слоя с МНЧ к коэффициенту поглощения слоя без наночастиц) от расстояния между МНЧ (d). Диаметр МНЧ здесь равен 0,020, толщина поглощающего слоя 0,030 и фактор поглощения полупроводника $k = 0,1$. Зависимости построены для разного типа упаковки МНЧ. Кривая, обозначенная треугольниками, соответствует решётке, элементарной ячейкой которой является равносторонний треугольник со стороной равной d . Квадраты соответствуют квадратной решётке с расстоянием между узлами равным d . Ромбы обозначают такую зависимость для прямоугольной решётки со сторонами прямоугольной ячейки a и $a/\sqrt{3}$, среднее значение которых равно d . Очевидно, что характер зависимостей $S(d)$ идентичен для разных типов решётки.

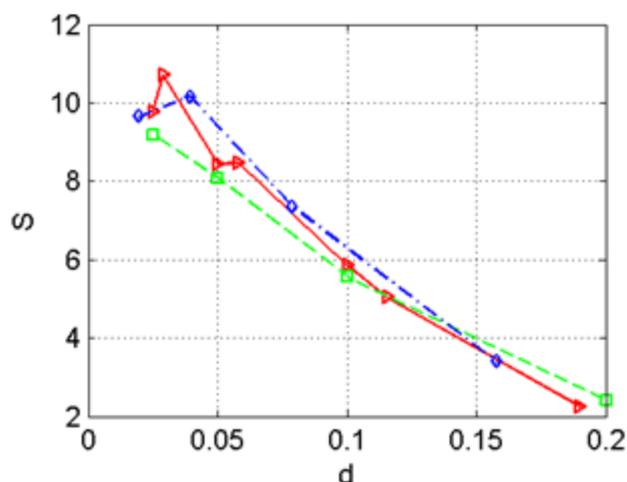


Рисунок 4 – Отношение максимума спектра поглощения слоя к коэффициенту поглощения слоя без МНЧ (S) в зависимости от расстояния между МНЧ (d), параметры и соответствующие обозначения указаны в тексте

На рисунке 5 приведён пример спектров поглощения в случае треугольной решётки для двух значений d . Он демонстрирует, что при достаточно плотной упаковке МНЧ высокочастотный (квадрупольный) максимум становится более выраженным, появляются дополнительные максимумы в области низких частот. В усреднённом смысле – максимум спектра поглощения сдвигается в фиолетовую сторону. Увеличение размеров МНЧ также приводит к некоторому сдвигу максимума спектра поглощения в фиолетовую сторону. Анализ всех полученных результатов показал, что от типа упаковки МНЧ зависят только детали спектра.

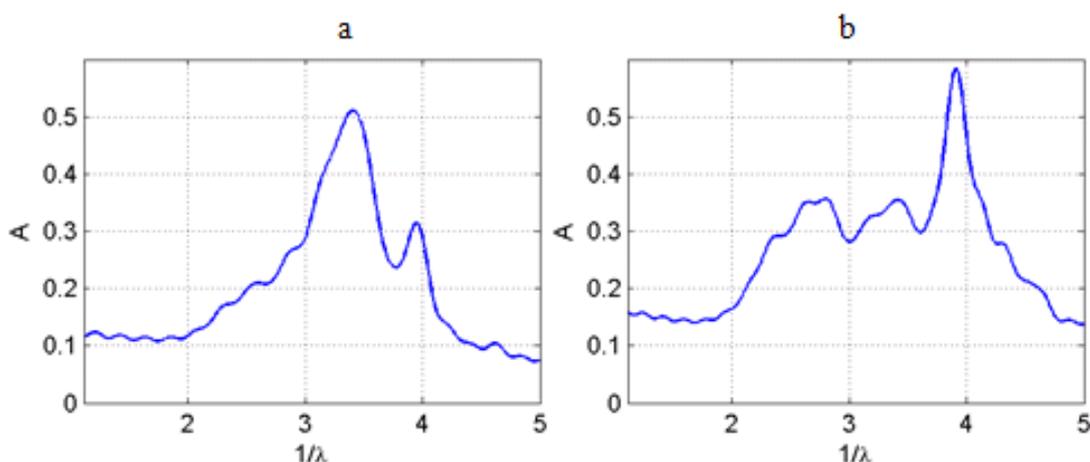


Рисунок 5 – Спектры поглощения для параметров рисунка 4 и $d = 0,058$ (a), $0,029$ (b)

Важно отметить, что при уменьшении коэффициента поглощения металла вплоть до нуля (и даже до отрицательного значения) спектр поглощения органического слоя, содержащего МНЧ, почти не изменялся, что свидетельствует о поглощении основной части излучения полупроводниковой средой ведущему к повышению эффективности фотоэлектрического преобразования.

Численно проанализировано увеличение доли поглощённой энергии органическим слоем, связанное с локальным усилением поля возле металлических частиц погруженных в слой. Получена зависимость этого эффекта от размера МНЧ, расстояния между ними, характеристик органического слоя. Наиболее выраженное увеличение поглощения наблюдалось в области малого поглощения фталоцианина меди, что важно для использования его в фотоэлементах.

Список литературы

1. Gunes, S., Neugebauer, H., Sariciftci, N.S. Chem. Rev. 107 (2007) 1324 .
2. Westphalen, M., Kreibitz, U., Rostalski, J., Luth, H., Meissner, D. Sol. Energy Mat. & Sol. Cells. 61 (2000). 97.
3. Rand, P.B.P., Peumans, P., Forrest, S.R. Appl. Phys. Lett. 96. (2004). 7519.
4. Chen, X., Zhao, C., Rothberg, L. M.-K. Ng. Appl. Phys. Lett., 93 (2008). 123302.
5. Atwater, H.A., Polman, A. Nature Mater 9 (2010) 205.
6. Lagos, N., Sigalas, M.M., Lidorikis, E. Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 063304.
7. Zhu, J., Xue, M., Shen, H., Wu, Z., Kim, S., Ho, J.-J., Hassani-Afshar, A., Zeng, B., Wang, K.L. Appl. Phys. Lett. 98 (2011) 151110.
8. Дынич, Р.А., Понявина, А.Н., Филиппов, В.В.. Опт. и спектр. 110 (2011) 909.

А.В. Науменко, Н.А. Лойко, В.В. Филиппов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, anaum@dragon.bas-net.by.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕТОДИОДОВ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР GaInAsSb / GaAlAsSb ПРИ ВЫСОКИХ РАБОЧИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Светодиоды средней инфракрасной области спектра перспективны в качестве источников излучения при создании сенсоров различных неорганических и органических веществ. Недостатки существующих оптических сенсоров, как правило, связаны с использованием дисперсионных ИК-источников излучения, что накладывает ограничения на размеры, энергопотребление и срок службы подобных анализаторов. Оптимальный способ устранения всех этих недостатков – замена тепловых источников излучения на ИК-светодиоды, излучающие в узком спектральном диапазоне [1]. Некоторые практические задачи предполагают использование оптоэлектронных приборов при высоких температурах [2]. В связи с этим, представляет интерес изучения электролюминесцентных свойств светодиодов, излучающих в средней инфракрасной области спектра при высоких рабочих температурах.

В качестве объекта исследования была выбрана светодиодная гетероструктура InGaAsSb / GaSb / GaAlAsSb, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке *n*-GaSb (100) (см. вставку на рис. 1). Структура содержала активную область толщиной 2,0 мкм из четверного раствора $\text{Ga}_{0,945}\text{In}_{0,055}\text{AsSb}$, легированного теллуром до $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Активная область и слой *p*-GaSb ($p=7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) образовывали гетеропереход II типа. Слой *p*-Al_{0,34}Ga_{0,66}AsSb использовался в качестве широкозонного барьера для электронов.

На рисунке 1 представлено распределение спектральной плотности мощности излучения светодиода в зависимости от температуры. С ростом температуры мощность излучения уменьшается, а максимум излучения смещается в длинноволновую область спектра. При этом длинноволновое крыло спектра имеет уширение, которое в большей степени выражено при комнатной температуре. Спектры излучения можно разложить на две гауссовы составляющие: НЕС (High-Energy Component) и ЛЕС (Low-Energy Component) (рис.2). На рисунке 3 представлены графики зависимостей энергии фотонов в максимуме излучения от температуры для исходного спектра и его составляющих. Из рисунка видно, что суммарный максимум $h\nu_{\max}^{\Sigma}$ спектра излучения определяется высокоэнергетической составляющей, поскольку, при сравнимой интегральной мощности излучения компонент спектра (рис. 5), для НЕС характерна меньшая полуширина, чем для ЛЕС. Ранее, из фотоэлектрических измерений было установлено существование глубоких акцепторных уровней с энергиями активации 0,030-0,035 эВ, которые связаны с природными структурными дефектами: вакансиями галлия и замещением сурьмы галлием [3]. Таким образом, уширение спектра излучения связано с излучательной рекомбинацией через глубокие акцепторные уровни. На рисунке 4 представлена зависимость энергии активации акцепторных уровней ΔE от температуры, равная разности между максимумами составляющих спектра ($\Delta E = h\nu_{\max}^{HEC} - h\nu_{\max}^{LEC}$). Из рисунка видно, что при нагреве ΔE линейно уменьшается пропорционально $\approx 75,5 \text{ мэВ/К}$.

При оптических переходах с сохранением волнового вектора ширина запрещенной зоны определяется выражением $E_g = h\nu_{\max} - \frac{1}{2}kT$ [4]. Откуда из линейной аппроксимации экспериментальной зависимости $h\nu_{\max}^{\Sigma} = f(T)$ (рис. 3), получим выражение для ширины

запрещенной зоны активной области $\text{Ga}_{0.945}\text{In}_{0.055}\text{AsSb}$: $E_g \cong 0,817 - 4,951 \cdot 10^{-4} \cdot T(\text{эВ})$ при $290\text{K} < T < 495\text{K}$.

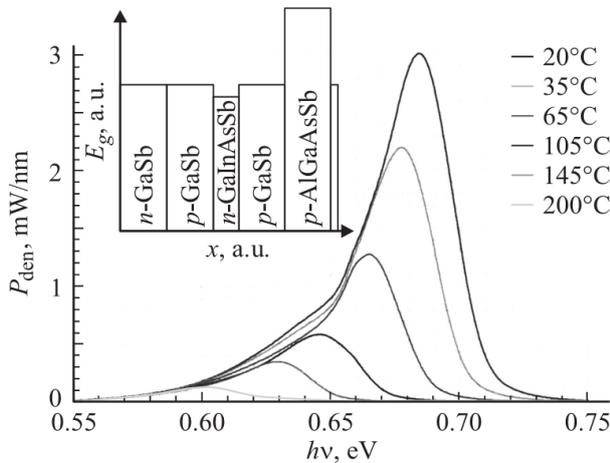


Рисунок 1 – Распределение спектральной плотности мощности излучения светодиода в зависимости от температуры

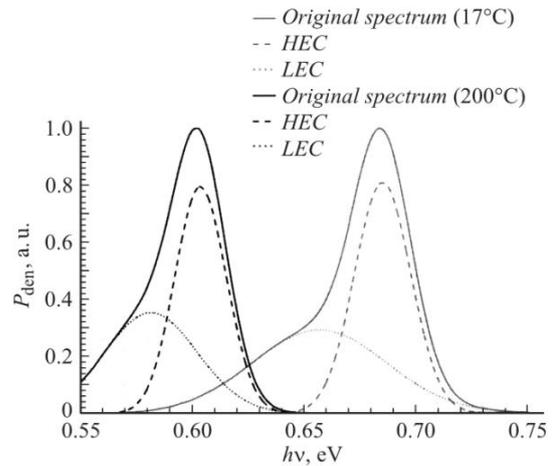


Рисунок 2 – Разложение спектра на составляющие: высокоэнергетическую (HEC) и низкоэнергетическую (LEC)

На рисунке 5 представлен график зависимости интегральной оптической мощности P^{Σ} от температуры, а также вклады составляющих в суммарную мощность излучения. Из рисунка видно, что при $T < 45^\circ\text{C}$ доминирует HEC, а при более высоких температурах – LEC. Следовательно, с ростом температуры вклад излучательной рекомбинации через акцепторные уровни в суммарную оптическую мощность увеличивается.

В соответствии с [1], уравнение для полной рекомбинации в узкозонных полупроводниковых материалах имеет вид:

$$R_{tot} = q \cdot (A_{SRH} \cdot n_{ac} + B_{rad} \cdot n_{ac}^2 + C_{Auger} \cdot n_{ac}^3) \cdot h$$

где R_{tot} – общая скорость рекомбинации, n_{ac} – концентрация носителей в активной области, q – заряд электрона, h – толщина активной области, A_{SRH} , B_{rad} и C_{Auger} – коэффициенты, характеризующие скорость различных видов рекомбинации. Член $A_{SRH} \cdot n_{ac}$ связан с безизлучательной рекомбинацией Шокли-Рид-Холла через уровни в запрещенной зоне, $B_{rad} \cdot n_{ac}^2$ – с излучательной рекомбинацией, а $C_{Auger} \cdot n_{ac}^3$ – с безизлучательной оже-рекомбинацией.

Согласно [1], при токе светодиода свыше 100 мА членом $A_{SRH} \cdot n_{ac}$ можно пренебречь. Температурная зависимость излучательной рекомбинации имеет вид $B(T) = B_0 \cdot T_{\gamma} / T^5$, а вклад оже-рекомбинации можно представить в виде $C_{Auger}(T) = C_0 \cdot \exp(-E_a / kT)$, где E_a – характеристическая энергия оже-процесса (B_0 , T_{γ} и C_0 – константы) [2].

Поскольку $B(T)$ с ростом температуры уменьшается по гиперболическому закону, а $C_{Auger}(T)$ экспоненциально увеличивается, то уменьшение интегральной оптической мощности излучения с температурой должно определяться именно ростом скорости оже-рекомбинации, следовательно, носить экспоненциальный характер. Стоит отметить, что в полупроводниках n-типа наиболее вероятным является оже-процесс, при котором неосновная дырка рекомбинирует с электроном, передавая выделившуюся энергию другому электрону зоны проводимости (CHCC-процесс) [1].

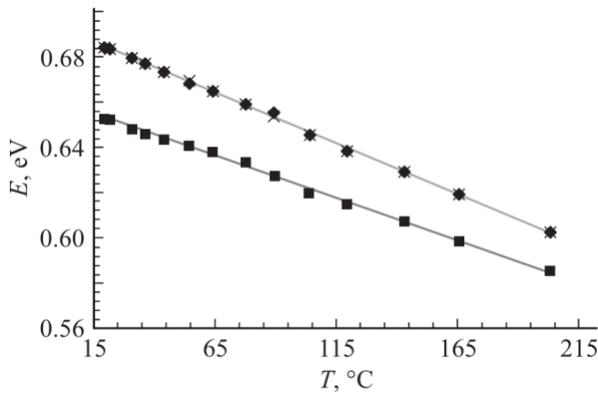


Рисунок 3 – Графики зависимости энергии фотонов в максимуме излучения от температуры для исходного спектра $h\nu_{\max}^{\Sigma}$ (x), и его составляющих: $h\nu_{\max}^{HEC}$ (●), $h\nu_{\max}^{LEC}$ (■)

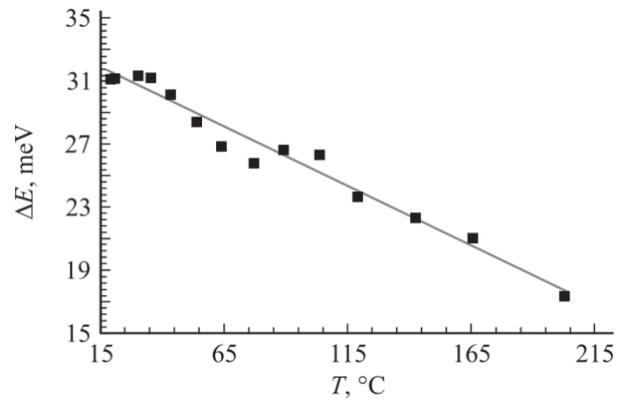


Рисунок 4 – Разность энергий фотонов в максимуме излучения высоко- и низкоэнергетической составляющих

На рисунке 6 представлен график зависимости мощности излучения от температуры в координатах $\ln(P^{\Sigma})$ и $1/T$. Из рисунка видно, что с ростом температуры мощность излучения экспоненциально уменьшается, что подтверждает предположение о доминирующей роли оже-рекомбинации в уменьшении мощности излучения с ростом температуры. В случае легированных полупроводников существует область температур, при которой концентрация носителей заряда n_{ac} постоянна и равна концентрации примеси (участок истощения примесей). При более высоких температурах полупроводник можно считать собственным, поэтому $n_{ac} \propto \exp(-E_g / 2kT)$. Увеличение n_{ac} с ростом температуры приводит к перераспределению доли излучательной и оже-рекомбинации в R_{tot} и, как следствие, к отклонению зависимости $P = f(T)$ от экспоненциальной при $T > 470$ К.

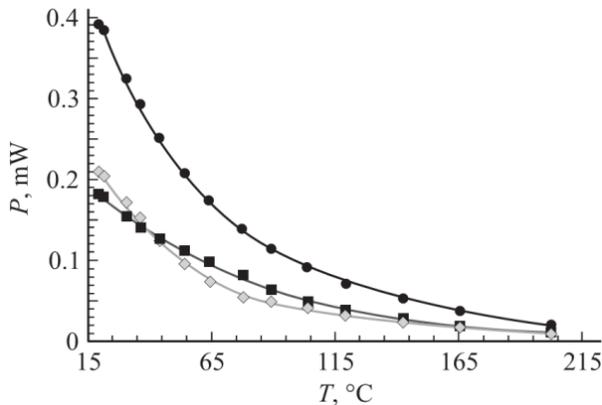


Рисунок 5 – Зависимость суммарной оптической мощности излучения P^{Σ} (●) от температуры и вкладов составляющих спектра: HEC (◇) и LEC (■)

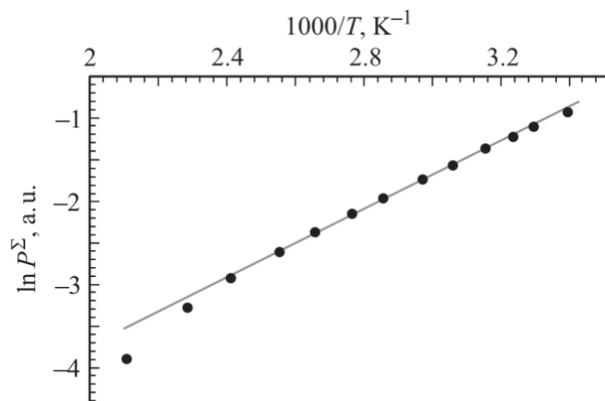


Рисунок 6 – Зависимость логарифма суммарной интегральной оптической мощности излучения от обратной температуры

Исследованы электролюминесцентные свойства светодиодов на основе гетероструктуры InGaAsSb / GaAlAsSb, излучающей в области 1,85 мкм, при температурах 20 – 200 °С. Установлено, что помимо излучательной рекомбинации зона-зона происходит рекомбинация через акцепторные уровни. Получено выражение для температурной зависимости ширины запрещенной зоны активной

области. Показана роль оже-рекомбинации типа ССНС в уменьшении мощности излучения с ростом температуры.

Список литературы

1. Стоянов, Н.Д., Журтанов, Б.Е., Астахова, А.П., Именков, А.Н., Яковлев, Ю.П. ФТП, 37, № 8, 996 – 1009, (2003).
2. Айдаралиев, М., Зотова, Н.В., Карандашев, С.А., Матвеев, Б.А., Ременный, М.А., Стусь, Н.М., Талалакин, Г.Н. ФТП, 35, № 5, 619 – 625, (2001).
3. Воронина, Т.И., Журтанов, Б.Е., Лагунова, Т.С., Сиповская, М.А., Шерстнев, В.В., Яковлев, Ю.П. ФТП, 32, № 3, 278 – 284, (1998).
4. Кижаяев, С.С., Молчанов, С.С., Зотова, Н.В., Гребенщикова, Е.А., Яковлев, Ю.П., Hulicius, E., Simicek, T., Melichar, K., Pangras, J. Письма в ЖТФ, 27, № 22, 66 – 72, (2001).
5. Krier, A.. Final report EPSRC, (2004).

А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев – Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, post@mail.ioffe.ru.

**СЕКЦИЯ 6. ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛИ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ
МЕТОДЫ И СИСТЕМЫ**

СРАВНЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ СПОСОБОВ ПО ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ С МАЛЫМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ РАЗМЕРАМИ

Проведен сравнительный анализ основных интерференционных способов, которые наиболее перспективны для исследования оптических неоднородностей с малыми поперечными размерами. На основе анализа формы интерференционных полос для двух наиболее распространенных способов интерферометрии: двухлучевой с опорной волной и бокового сдвига показано, что при боковом сдвиге, превышающем геометрические размеры, сдвиговая интерферометрия имеет удвоенную чувствительность по сравнению с двухлучевой интерферометрией с опорной волной и наиболее перспективна для оценки величины «слабых» оптических неоднородностей.

При исследовании «слабых» оптических неоднородностей особенно с малыми поперечными размерами всегда возникает проблема с недостаточной точностью измерений. Для обеспечения минимальной погрешности измерений необходимо достичь максимальной чувствительности отображения измеряемого параметра в интерференционной картине [1, 2].

В работе проанализированы формы интерференционных полос, отображающих оптическую неоднородность малых поперечных размеров, для двух наиболее распространенных способов интерферометрии: двухлучевой с опорной волной и бокового сдвига [3], с точки зрения их измерительных возможностей.

Если размеры исследуемой оптической неоднородности ограничены и меньше диаметра светового пучка. При описании фазы $\Phi(x, y)$ световой волны, прошедшей такую оптическую неоднородность, волновой фронт можно разбить на зоны: возмущенную оптической неоднородностью, и определяемую функцией $\varphi(x, y)$, и невозмущенную, фаза в которой постоянна.

Выберем систему координат x, y, z таким образом, что оптическая неоднородность расположена в I и IV квадрантах плоскости xy , а ось z совпадает с направлением распространения зондирующей световой волны. Предположим, что максимальное значение набег фазы, вызванное оптической неоднородностью, соответствует абсциссе x_0 . В этом случае распределение фазы зондирующей световой волны с учетом рис. 1 (а) можно представить:

$$\Phi(x, y) = \begin{cases} \varphi(x), & \text{для } x > 0 \\ const, & \text{для } x < 0. \end{cases} \quad (1)$$

В двухлучевой интерферометрии уравнения «темных» интерференционных полос с периодом P можно записать для двух зон:

$$y = \begin{cases} P(2N + 1) - \frac{P}{2\pi} \varphi(x), & \text{для } x > 0 \\ P(2N + 1), & \text{для } x < 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Вид интерференционных полос в двухлучевой интерферометрии согласно выражению (2) в области оптической неоднородности в определенном масштабе повторяет поведение функции $\varphi(x, y)$.

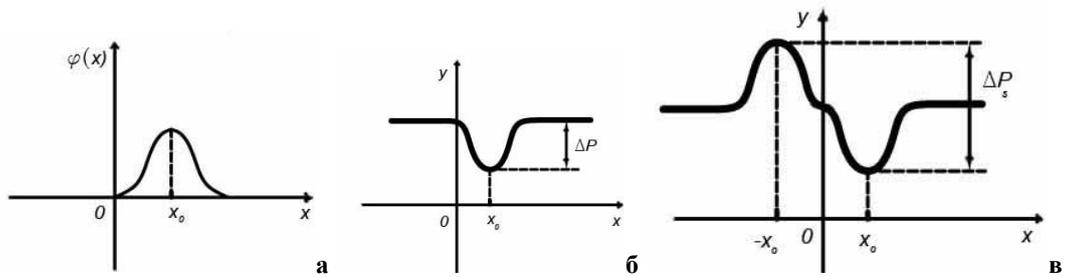


Рисунок 1 – Вид функции $\varphi(x)$, описывающей оптическую неоднородность (а), неоднородность и вызванное данной оптической неоднородностью поведение интерференционной полосы для двухлучевой интерферометрии с опорной волной (б) и для интерферометрии бокового сдвига (в)

В интерферометрии бокового сдвига интерференционная картина образуется при наложении двух волн, полученных при делении по амплитуде одной объектной волны, прошедшей исследуемую оптическую неоднородность. Для отображения оптической неоднородности эти волны смещаются в пространстве. Как это было показано ранее [4] в случае сдвига s , превышающего геометрические размеры оптической неоднородности, ход интерференционных полос в сдвиговой интерферограмме в области оптической неоднородности идентичен ходу полос в двухлучевой интерферограмме с опорной волной, при этом уравнения «темных» интерференционных полос также можно записать для двух зон:

$$y = \begin{cases} P(2N + 1) - \frac{P}{2\pi} \varphi(x), & \text{для } x > 0 \\ P(2N + 1) + \frac{P}{2\pi} \varphi(x + s), & \text{для } x < 0. \end{cases} \quad (3)$$

На рис. 1б представлен ход интерференционной полосы для двухлучевой интерферометрии с опорной волной, на рис. 1в – для интерферометрии бокового сдвига.

Для интерферограммы, полученной по методу двухлучевой интерферометрии с опорной волной, изгиб полосы определяется расстоянием ΔP (рис. 1б). Величина оптической неоднородности определяется по формуле:

$$\varphi(x_0) = \frac{2\pi}{P} \Delta P. \quad (4)$$

Для интерферометрии бокового сдвига в случае сдвига s , превышающего геометрические размеры оптической неоднородности, при образовании интерференционной картины происходит наложение зоны волнового фронта, возмущенного оптической неоднородностью, с зоной – невозмущенной объектом. Для этого случая интерференционная полоса имеет характерные максимум и минимум, разнесенные на величину s вдоль оси x как это изображено на рис. 1в.

Такая форма интерференционной полосы может быть использована для повышения чувствительности измерения величины оптической неоднородности. Для такой интерферограммы величина $\varphi(x_0)$ может быть определена по расстоянию между максимумом и минимумом интерференционной полосы одного порядка. В этом случае определяется расстояние ΔP_s (рис. 1в).

$$\Delta P_s = \frac{P}{2\pi} [\varphi(x_0) + \varphi(x_0 + s)]. \quad (5)$$

Ввиду того, что функции $\varphi(x_0)$ и $\varphi(x_0 + s)$ смещены только вдоль оси x , а величина ΔP_s измеряется вдоль оси y , то справедливо $\varphi(x_0) = \varphi(x_0 + s)$. В этом случае величина оптической неоднородности определяется по формуле:

$$\varphi(x_0) = \frac{\pi}{P} \Delta P_s. \quad (6)$$

Удвоение чувствительности измерений сдвиговой интерферометрии делает этот метод более перспективным по сравнению с двухлучевой интерферометрией с опорной волной, особенно при исследовании «слабых» оптических неоднородностей с малыми поперечными размерами.

На рис.2 приведены интерферограммы «слабой» оптической неоднородности типа нитевидной свили шириной 600 мкм, расположенной в стеклянной пластине. Первая интерферограмма (рис. 2а) получена методом двухлучевой интерферометрии с опорной волной, а вторая – методом сдвиговой интерферометрии при величине бокового сдвига, равного ширине нитевидной свили (рис. 2б). Приведенные интерферограммы подтверждают вышеописанный характер поведения интерференционных полос при исследовании фазовых неоднородностей с малыми поперечными размерами методом двухлучевой интерферометрии с опорной волной и сдвиговой интерферометрии.

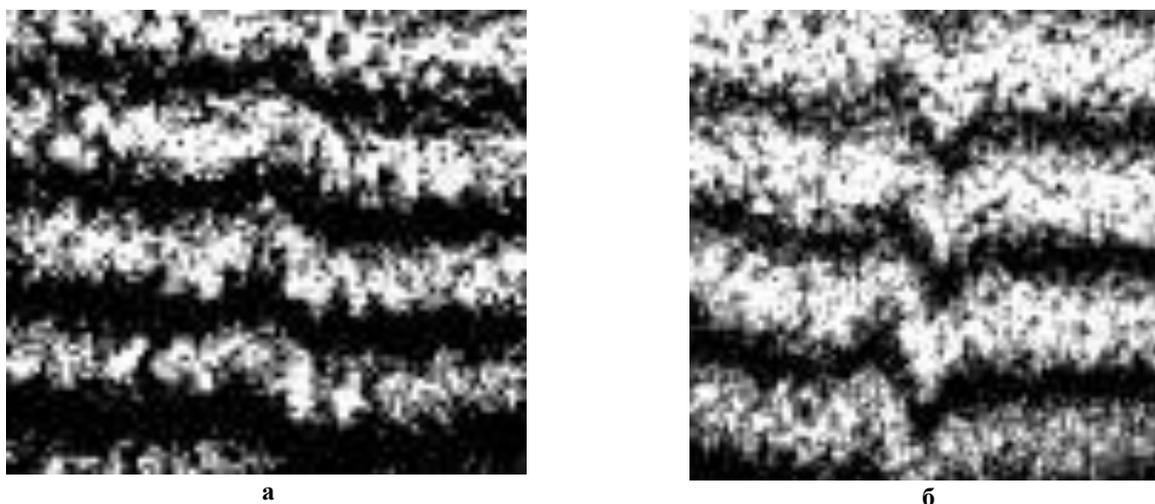


Рисунок 2 – Интерферограммы «слабой» оптической неоднородности типа нитевидной свили, полученные методом двухлучевой интерферометрии с опорной волной (а) и интерферометрии бокового сдвига (б)

Таким образом, при боковом сдвиге, превышающем геометрические размеры оптической неоднородности, сдвиговая интерферометрия имеет удвоенную чувствительность по сравнению с двухлучевой интерферометрией с опорной волной и наиболее перспективна для оценки величины «слабых» оптических неоднородностей.

Список литературы

1. Ahn, J., Kim, J.A., Kang, C.S., Kim, J.W. [et al] // Optics Express. – 2009. – V. 17, № 23. – P. 21042 – 21049.
2. Wolfling, S., Lanzmann, E., Ben-Yosef, N. [et al] // Applied Optics. – 2006. – V. 45, № 12. – P. 2586 – 2596.
3. Коломийцев, Ю.В. Интерферометры. Л.: Машиностроение, 1976. – 297 с.
4. Ляликов, А.М. // Опт. и спектр. – 2005. – Т. 99, № 1. – С. 151 – 155.

С.С. Ануфрик, И.А. Лявшук, А.М. Ляликов – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, amlialikov@grsu.by.

М.А. Ходасевич, Г.В. Сеницын, Ю.А. Варакса, В.А. Асеев, А.Н. Абдршин

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМИ ДАТЧИКАМИ НА ОСНОВЕ СТЕКЛОКЕРАМИК, АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ ЭРБИЯ, ХРОМА И НЕОДИМА

В последнее десятилетие активно исследуются оптические, в частности, флуоресцентные датчики температуры [1], обладающие рядом преимуществ по сравнению с традиционными термоэлектрическими и пирометрическими датчиками. Один из видов флуоресцентных датчиков использует зависимость от температуры отношения мощностей флуоресценции материала-активатора при переходах с двух близко расположенных уровней энергии. Сигнал флуоресценции подается на два фотоприемника через оптические фильтры, каждый из которых выделяет узкую полосу из исходного спектра сигнала. Электронная подсистема датчика усиливает сигналы с фотоприемников и по отношению сил токов определяет измеряемую температуру [2]. В качестве активатора используются различные редкоземельные элементы, такие как празеодим, неодим, эрбий, европий и др., а также другие хорошо люминесцирующие материалы, в частности, на основе переходных металлов, например, хрома. Среди параметров флуоресцентных датчиков одними из важнейших являются точность измерения температуры и чувствительность, показывающая, на сколько меняется отношение мощностей флуоресценции при изменении температуры измерительной головки на 1 °С:

$$S = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}.$$

Здесь S – чувствительность датчика, R – отношение мощностей флуоресценции, T – температура измерительной головки.

Одним из существенных преимуществ оптических датчиков является возможность осуществлять дистанционные и распределенные измерения. Реализация указанного преимущества возможна с помощью оптоволоконных технологий. Для улучшения параметров таких датчиков перспективны стеклокерамические материалы, представляющие собой стеклообразную матрицу с наноразмерными активированными флуоресцирующими кристаллами. Такие материалы могут демонстрировать улучшенные механические и термические характеристики по сравнению со стеклами. Активированные нанокристаллы позволяют достичь лучших флуоресцентных характеристик по сравнению с исходным стеклом. Кроме того, стеклокерамические материалы позволяют использовать технологию вытяжки оптического волокна, неприменимую к кристаллам. Следовательно, наностеклокерамики можно рассматривать как материалы, позволяющие использовать положительные свойства как стеклянной матрицы, так и активированных нанокристаллов.

Нами теоретически рассмотрена эффективность измерения температуры датчиками на основе свинцово-фторидных стеклокерамик, активированных ионами эрбия (состав исходного стекла $30\text{SiO}_2-18\text{PbF}_2-15\text{Al}_2\text{O}_3-5\text{ZnF}_2-29\text{CdF}_2-3\text{YF}_3$) или неодима (состав исходного стекла $0.3\text{SiO}_2-0.15\text{AlO}_{3/2}-0.29\text{CdF}_2-0.18\text{PbF}_2-0.05\text{ZnF}_2-0.03(\text{Nd,Y})\text{F}_3$), и алюмокалиевоборатной стеклокерамики, активированной обладающими широкополосной флуоресценцией ионами хрома (состав исходного стекла $\text{K}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$). Рассматривались для ионов эрбия - апконверсионная флуоресценция в полосе 520 – 560 нм, для ионов хрома – широкополосная флуоресценция в области 650 – 850 нм, для ионов неодима – полосы ~900 нм и ~ 1060 нм. Фактором, ограничивающим рабочие

характеристики оптического датчика, мы полагали мощность флуоресценции, шумы системы регистрации и оптические шумы, обусловленные стохастическим характером люминесценции. Для оценки минимального уровня шумов системы регистрации нами применялись значения параметров электронной подсистемы флуоресцентного датчика, использованные в работе [3]. Используя экспериментальные спектры флуоресценции наностеклокерамик и полагая интегральную мощность флуоресценции каждого из рассматриваемых материалов равной 1 мкВт, мы провели поиск положения полос пропускания оптических фильтров с шириной, равной 10 нм [3], позволяющих достичь максимальной чувствительности и наибольшей точности измерения температуры.

Рабочий диапазон, ограниченный сверху температурным тушением флуоресценции образцов, составил 25 – 450 °С для стеклокерамик, активированных ионами эрбия и неодима, и 25 – 325 °С для стеклокерамик, активированных ионами хрома.

При сравнении материалов по чувствительности лучшей оказалась стеклокерамика, активированная ионами эрбия (не менее $5,1 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ для положения полос пропускания фильтров 516,5 – 526,5 нм и 554,5 – 564,5 нм), значительно ей уступают стеклокерамики, активированные хромом (не менее $2,4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ для положения полос пропускания фильтров 602 – 612 нм и 683,5 – 693,5 нм) или неодимом (не менее $9,4 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ для положения полос пропускания фильтров 947 – 957 нм и 1051 – 1061 нм).

В большинстве работ, где рассматриваются флуоресцентные датчики температуры, обращается внимание на чувствительность датчика без одновременной оценки возможной погрешности измерения температуры. Наше рассмотрение показывает, что такой подход является односторонним, поскольку при достижении максимальной чувствительности погрешность измерения температуры оказывается очень большой (порядка нескольких десятков °С). Это объясняется тем, что максимальная чувствительность достигается при наибольших значениях мощности в одной из полос пропускания фильтров и наименьших значениях мощности в другой полосе пропускания фильтров (которая, таким образом, будет располагаться в области края полосы люминесценции, где мощность близка к шумовой, что и ведет к увеличению погрешности измерения температуры).

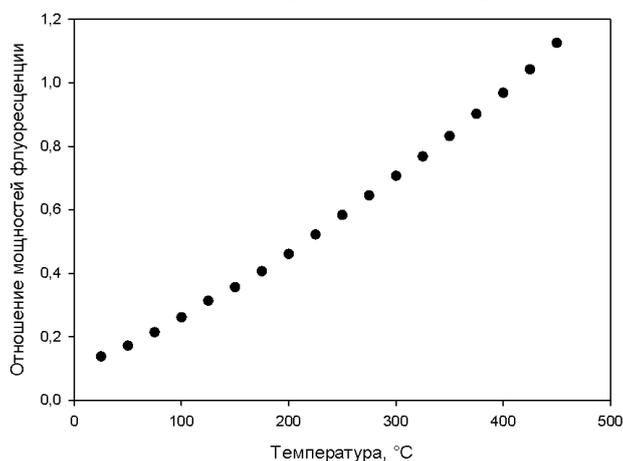


Рисунок 1 – Зависимость отношения мощностей флуоресценции наностеклокерамики, активированной ионами эрбия, от температуры, для полос 525 – 535 нм и 542 – 552 нм

Наиболее простым случаем градуировочной зависимости рассматриваемых флуоресцентных датчиков является прямая. Однако такое упрощение дает удовлетворительные результаты по точности измерения температуры только для датчиков на основе материалов, активированных ионами эрбия. В общем случае требования на поведение градуировочной зависимости менее строгие: она должна быть монотонной. Оценка ошибки измерения температуры для этого случая проводится по отклонениям значений R , вызванным шумами системы регистрации и оптическими шумами, от

первоначальных значений R , рассчитанных без учета шумов. Нами был также проведен поиск положения полос пропускания оптических фильтров флуоресцентных датчиков на основе рассматриваемых стеклокерамик с целью минимизации ошибки измерения температуры. В таком случае найденные отклонения значения R для неодима соответствуют отклонениям температуры, не превышающим $1\text{ }^{\circ}\text{C}$, для хрома и эрбия – около $0,6\text{ }^{\circ}\text{C}$, однако немонотонность зависимости $R(T)$ в случае хрома и неодима приводит к тому, что ошибка измерения температуры оказывается значительно более высокой. В случае же эрбия градуировочная кривая является монотонной и близкой к линейной (см. рисунок 1), что указывает на возможность измерения температуры флуоресцентным датчиком на основе рассматриваемой эрбиевой стеклокерамики с погрешностью менее $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Таким образом, в работе была рассмотрена эффективность измерения температуры флуоресцентными датчиками на основе стеклокерамик, активированных ионами эрбия, хрома и неодима. Показано, что при равных мощностях полос люминесценции наилучшую чувствительность измерения температуры (не менее $5,1 \cdot 10^{-3}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$) обеспечивает стеклокерамика, активированная ионами эрбия, ей несколько уступает стеклокерамика на основе хрома и значительно уступает стеклокерамика на основе неодима. Отмечена возможность измерения температуры флуоресцентным датчиком на основе свинцово-фторидной наностеклокерамики, активированной ионами эрбия, с погрешностью, не превышающей $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Рассмотрена эффективность измерения температуры датчиками, использующими отношение интенсивностей флуоресценции ионов эрбия, хрома или неодима в прозрачных стеклокерамиках. При сравнении материалов по чувствительности лучшей оказалась стеклокерамика, активированная ионами эрбия ($5,1 \cdot 10^{-3}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$), значительно ей уступают стеклокерамики, активированные хромом или неодимом. Показана возможность измерения температуры флуоресцентным датчиком на основе свинцово-фторидной наностеклокерамики с погрешностью, не превышающей $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Список литературы

1. Rai, V. K. Temperature sensors and optical sensors / V. K. Rai // Applied Physics B. – 2007. – V. 88. – P. 297 – 303.
2. Grattan, K.T.V., Zhang, Z.Y. Fiber Optic Fluorescence Thermometry, p. 341 / in: J.R.Lakowicz (ed). Topics in Fluorescence Spectroscopy: Probe design and chemical sensing. Plenum. New York. – V. 4. – P. 335 – 376.
3. Paez, G. Erbium-Doped Optical Fiber Fluorescence Temperature Sensor with Enhanced Sensitivity, a High Signal-to-Noise Ratio, and a Power Ratio in the 520–530- and 550–560-nm Bands / G. Paez, M. Strojnik // Applied Optics. – 2003. – V. 42. – P. 3251-3258.

М.А. Ходасевич, Г.В. Сеницын, Ю.А. Варакса – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, y.varaxa@ifanbel.bas-net.by.

В.А. Асеев, А.Н. Абдршин – Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики.

УДК 535.34 + 539.1.047+543.42

М.В. Бельков, Г.Б. Толсторожев, И.В. Скорняков, О.И. Шадыро, С.Д. Бринкевич, С.Н. Самович

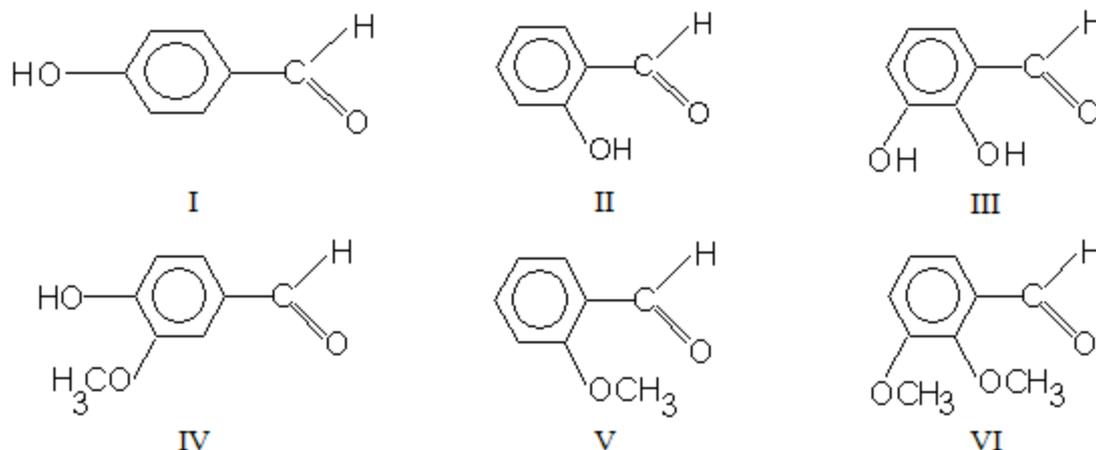
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗНАКИ АНТИВИРУСНОЙ АКТИВНОСТИ ПРОИЗВОДНЫХ БЕНЗАЛЬДЕГИДА

Гидроксильированные и метоксилированные производные бензальдегида (БА) обладают высокими антиоксидантными и радикалрегуляторными свойствами, малотоксичны и перспективны

для применения в медицине. Многие из них эффективны как противовирусные средства в отношении герпеса простого [1].

Проблема создания на основе производных БА новых лекарственных препаратов диктует необходимость глубоких и всесторонних исследований физико-химических и медико-биологических свойств этих соединений. Безусловный интерес представляет применение методов ИК-спектроскопии для анализа структурных особенностей молекул производных БА. Детальный анализ ИК спектров этих соединений поможет расширить и углубить представления о способности производных БА проявлять противовирусную активность, позволит выявить взаимосвязи «структура – спектроскопические свойства – противовирусная активность».

В данной работе методами ИК Фурье-спектроскопии исследовано влияние заместителей на образование внутримолекулярных водородных связей (ВВС) и межмолекулярных водородных связей (МВС) в растворах CCl_4 шести близких по строению и в тоже время разных по противовирусной активности производных БА.



Как показали эксперименты на клеточных культурах [1], производные БА II – IV активны против вируса герпеса простого, а производные БА I, БА V и БА VI – не активны.

Спектры 10^{-3} М растворов производных БА регистрировались ИК Фурье-спектрометром NEXUS в спектральном диапазоне $4000 - 1500 \text{ cm}^{-1}$ при спектральном разрешении 2 cm^{-1} и усреднением 256 сканирований.

На рис. 1 в области валентных колебаний O–H приведены ИК спектры растворов производных БА, для структуры которых характерно наличие в ароматическом кольце одной или несколько незамещенных гидроксильных групп.

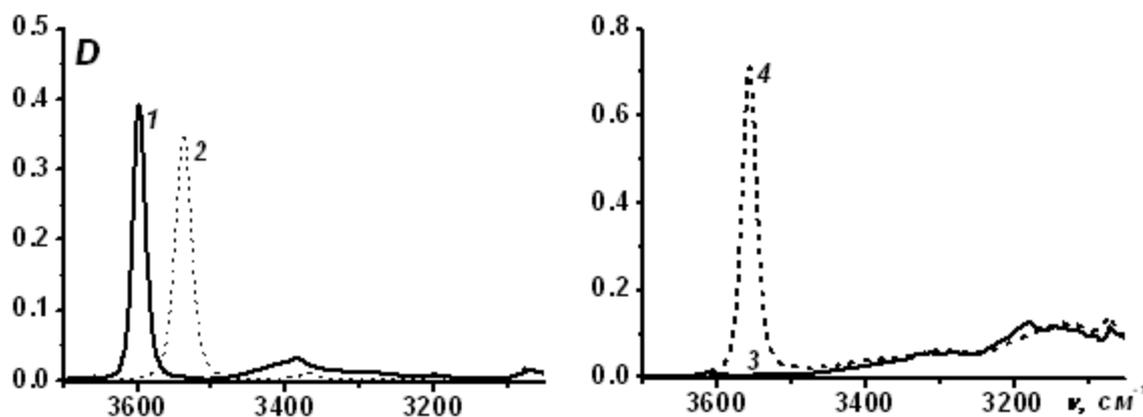
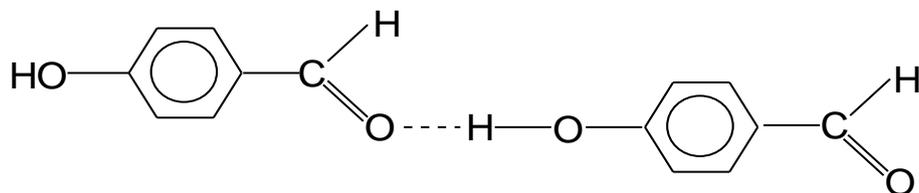
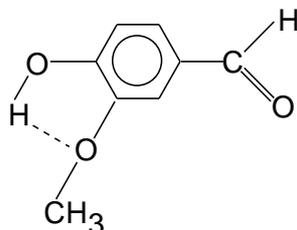


Рисунок 1 – ИК спектры растворов в CCl_4 БА I (1), БА II (2), БА III (3) и БА IV (4) в области валентных колебаний связей O–H

На рис. 1 кривая 1 приведен ИК спектр раствора БА I. Для структуры БА I характерно наличие в бензольном кольце альдегидной и гидроксильной групп, которые находятся в *para*-положении. В спектре раствора БА I в области свободных колебаний О–Н наблюдаются интенсивная полоса поглощения (ПП) с частотой максимума поглощения (ν_{\max}) 3598 см^{-1} . В области связанных колебаний О–Н в ИК спектре присутствует малоинтенсивная ПП с $\nu_{\max} = 3385\text{ см}^{-1}$. В структуре молекулы БА I нет фрагментов, которые могли бы приблизиться на расстояние необходимое для образования ВВС. Следовательно, появление в спектре ПП связанных колебаний О–Н с $\nu_{\max} = 3385\text{ см}^{-1}$ обусловлено участием ОН-групп молекул БА I в межмолекулярных взаимодействиях с образованием МВС.



В спектре БА II в области связанных колебаний О–Н наблюдаются две ПП (кривая 2) с $\nu_{\max} = 3538$ и 3368 см^{-1} . По данным [2] полоса с $\nu_{\max} = 3538\text{ см}^{-1}$ близка по своим характеристикам к колебаниям ОН-групп, которые участвуют в образовании ВВС типа О–Н...О–СН₃.



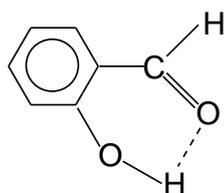
Высокая интенсивность поглощения полосы с $\nu_{\max} = 3538\text{ см}^{-1}$ свидетельствует о том, что ВВС типа О–Н...О–СН₃ наблюдается у большинства молекул БА II.

В структуре молекулы БА III в *ortho*-положении ароматического кольца находятся группы ОН и СНО. В ИК спектре раствора БА III интенсивное поглощение наблюдается в области связанных колебаний О–Н, где зарегистрированы ПП с $\nu_{\max} = 3313, 3286, 3181$ и 3145 см^{-1} (кривая 3). Следует отметить, что таких ПП не наблюдалось в ИК спектрах БА I и БА II.

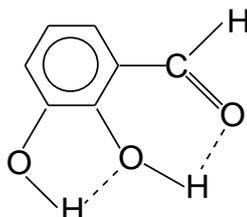
По данным [2, 3] в области колебаний С=О ИК спектр БА III также существенно отличается от ИК спектров БА I и БА II. В ИК спектре 10^{-3} М раствора БА III в СС_l₄ имеются две ПП, которые значительно смещены в низкочастотную область вплоть до $\nu_{\max} = 1668$ и 1648 см^{-1} [3]. В то время как в области колебаний С=О в ИК спектре раствора БА I в СС_l₄ наблюдаются две ПП с $\nu_{\max} = 1702$ и 1692 см^{-1} . Высокочастотная полоса с $\nu_{\max} = 1702\text{ см}^{-1}$ обусловлена колебаниями свободных С=О-групп, а ПП с $\nu_{\max} = 1692\text{ см}^{-1}$ – колебаниями С=О-групп, которые в растворе взаимодействуют с группами ОН и образуют МВС типа О–Н...О=C.

В ИК спектре раствора БА II в СС_l₄ интенсивное поглощение с $\nu_{\max} = 1697\text{ см}^{-1}$ находится в области колебаний свободных С=О-групп, что является косвенным подтверждением того, что большинство ОН-групп молекул БА II взаимодействуют при образовании ВВС именно с атомом кислорода метоксигруппы [2].

Группа С=О в производных БА – высоко полярная структура, и поэтому наблюдаемое низкочастотное смещение ν_{\max} для колебаний О–Н и С=О в ИК спектре раствора соединения БА III по отношению к ИК спектрам БА I и БА II следует связывать с образованием в молекулах БА III ВВС типа О–Н...О=C [2, 3].



Интересные спектроскопические закономерности обнаруживаются при анализе ИК спектра раствора БА V. В области колебаний свободных OH-групп в спектре БА V ПП отсутствуют. В ИК спектре раствора БА V в CCl_4 в области связанных колебаний O–H (кривая 4) зарегистрированы ПП с $\nu_{\text{max}} = 3556, 3309$ и 3136 см^{-1} . Наличие этих полос обусловлено тем, что в молекулах БА V одновременно образуются ВВС 2-х типов O–H...O и O–H...O=C [2].



В структуре молекул БА V и БА VI атом водорода в гидроксильных группах заменен CH_3 -группой. Как следствие такого изменения строения молекулы в ИК спектрах растворов этих соединений в области колебаний O–H существенного поглощения не наблюдается.

Сопоставление полученных спектральных характеристик с противовирусной активностью производных БА показывает, что между процессами образования водородных связей в молекулах и наличием у них антивирусных свойств имеет место эмпирическая корреляция.

Для проявления противовирусной активности необходимо наличие в бензольном кольце производных БА незамещенных гидроксильных групп, которые участвуют в образовании ВВС как типа O–H...O, так и O–H...O=C типа.

Выявленные особенности ИК спектров БА и его производных могут оказаться полезными при синтезе новых соединений с нужными фармакологическими свойствами.

Изучены ИК Фурье-спектры растворов производных бензальдегида. Проанализирована роль OH и C=O групп молекул в реализации внутри- и межмолекулярных взаимодействий. Для соединений, которые проявляют высокую активность против вируса герпеса, получены спектральные данные, которые свидетельствуют о существовании в растворах внутримолекулярной водородной связи типа C=O...H–O, типа O–H...O или обоих типов вместе.

Список литературы

1. Шадыро, О.И., Бринкевич, С.Д., Самович, С.Н., Бореко, Е.И., Савинова, О.В., Павлова, Н.И. Ингибиторы размножения вируса герпеса в культуре клеток. // Заявка на патент РБ. – № a20110727. – 2011.
2. Толсторожев, Г.Б., Скорняков, И.В., Бельков, М.В., Шадыро, О.И., Бринкевич, С.Д., Самович, С.Н. Водородные связи и антивирусная активность производных бензальдегида // Журн. прикл. спектр. – 2012. – Т. 79. – № 4. – С. 663 – 668.
3. Толсторожев, Г.Б., Скорняков, И.В., Бельков, М.В., Шадыро, О.И., Бринкевич, С.Д., Самович, С.Н. Инфракрасные спектры бензальдегида и его производных в разных агрегатных состояниях // Оптика и спектроскопия. – 2012. – Т. 113. – № 1. – С. 1 – 5.

М.В. Бельков, Г.Б. Толсторожев, И.В. Скорняков – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, gbt@imaph.bas-net.by.

О.И. Шадыро, С.Д. Бринкевич, С.Н. Самович – Белорусский государственный университет, shadyro@open.by.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ КАРТИН, СНИЖАЮЩИЕ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ МАЛОЙ КЛИНОВИДНОСТИ ПЛАСТИН

Возрастающие требования к метрологическим характеристикам угловых мер, качеству плоскопараллельных и клиновидных пластин, используемых в современных интерферометрах, лазерной и другой оптоэлектронной технике, требуют создания новых и совершенствование известных методик измерения угла клиновидности пластин [1, 2].

Уменьшение относительной погрешности измерений угла клина достигается повышением чувствительности отображения информативного параметра в интерференционных картинах. Под чувствительностью измерений [3] применительно к определению угла клина, следует понимать параметр, пропорциональный отношению количества полос в сформированной интерферограмме клиновидной пластины на единицу ее длины к величине угла клина.

Таким образом, для косвенных интерферометрических измерений, где для определения угла клина измеряется период интерференционных полос, это достигается увеличением количества интерференционных полос на изображении клиновидной пластины.

В работе предложены комбинированные способы повышения чувствительности измерений, сочетающие разворот клиновидной пластины относительно нормали к её поверхности на 180 градусов и поочередную настройку полос в двух её изображениях, формируемых с помощью интерферометра бокового или реверсивного сдвига [4, 5, 6].

На рис. 1 изображена оптическая схема голографического интерферометра, предназначенного для реализации предложенных комбинированных способов.

Для формирования двух отдельных изображений клиновидной пластины может использоваться интерферометр бокового или реверсивного сдвига. Для случая использования интерферометра сдвига интерферометр 8 рис. 1 построен на базе классического интерферометра типа Маха-Цендера, который обеспечивает кроме относительного бокового сдвига между интерферирующими пучками также регулировку ширины и ориентации полос в интерференционной картине.

Линейные размеры исследуемой клиновидной пластины 5 в направлении бокового сдвига не должны превышать $1/3$ диаметра зондирующего светового пучка, что регулируется с помощью телескопических систем 3, 4 и 6, 7.

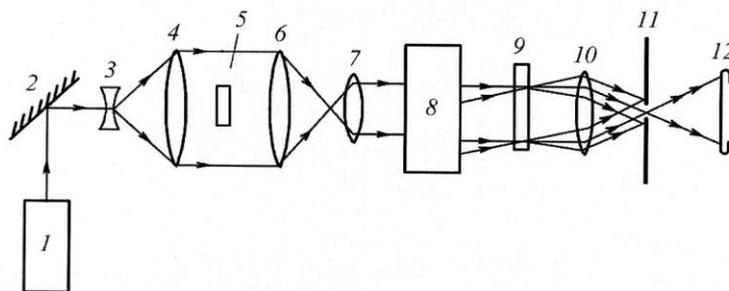


Рисунок 1 – Оптическая схема голографического интерферометра бокового сдвига. 1 – лазер гелий-неоновый; 2 – зеркало; 3, 4 – телескопическая система, 5 – исследуемая клиновидная пластина; 6, 7 – телескопическая система, 8 – малогабаритный интерферометр бокового сдвига; 9 – опорная голограмма; 10 – объектив; 11 – диафрагма с отверстием, 12 – плоскость наблюдения интерференционной картины

Для исключения систематической погрешности измерений, вызванных аберрациями оптической системы, интерферометр снабжен опорной голограммой 9, которая записывается в данной схеме на первом этапе эксперимента в оптически сопряженной плоскости с зоной размещения исследуемого объекта 5 при сдвиге s , задаваемом между интерферирующими пучками на выходе интерферометра 8, превышающем линейные размеры исследуемой пластины 5.

После записи и обработки опорной голограммы она устанавливается в прежнее место. Интерферометр настраивается до получения интерференционной картины в полосах бесконечной ширины. После чего клиновидную платину 5 (рис. 1) разворачивают относительно нормали на угол 180. При восстановлении голограммы 9 (рис. 1) по нормали к голограмме будут распространяться пара волн. Первая волна формируется при дифрагировании волн в первый порядок, а вторая волна формируется при дифрагировании в нулевой порядок дифракции. Данная пара волн фокусируется объективом 10, выделяется отверстием в диафрагме 11 и в плоскости 12 образует интерференционную картину в полосах бесконечной ширины в виде пары отдельных изображений клиновидной пластины (правого и левого), промодулированных интерференционными полосами (рис. 2б).

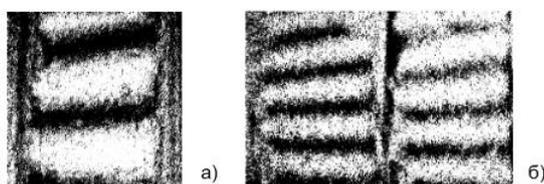


Рисунок 2 – Интерференционная картина клиновидной пластины при настройке интерферометра на полосы бесконечной ширины: а – полученная в двухлучевом интерферометре Маха-Цендера с опорной волной; б – полученная по разработанной методике после разворота клиновидной пластины. Чувствительность увеличена в 2 раза

Интерференционная картина вида рис. 2б ничем не отличается от интерференционной картины, полученной в двухлучевом однопроходном интерферометре – рис. 2а.

Сравнивая картины рис. 2а и рис. 2б видно, что за счет разворота клиновидной пластины происходит удвоение чувствительности (удвоению количества полос) при формировании в реальном масштабе времени безаберрационных интерференционных изображений клиновидной пластины.

Для дальнейшего повышения чувствительности измерений при формировании пары интерференционных изображений клиновидной пластины можно использовать поочередную настройку полос в левой и правой областях, ограниченных контурами изображений исследуемой клиновидной пластины, до получения бесконечно широкой полосы. Таким образом, поочередно для оптической обработки формируются две интерферограммы в виде парных изображений клиновидной пластины. Для получения бесконечно широкой полосы в левом или правом изображениях клиновидной пластины (рис. 2б), можно изменить направление распространения только одной из освещающей голограмму 9 (рис. 2) волны, оставив направление распространения второй волны, без изменения. Интерференционные картины, образующиеся при поочередных настройках, представлены на рис. 3 (а и б).

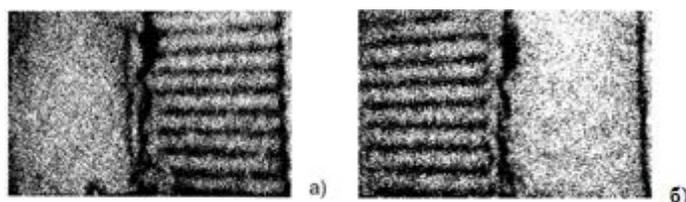


Рисунок 3 – Интерференционные картины при настройках на бесконечно широкую полосу в областях левого (а) и правого (б) изображений клиновидной пластины

Из изображений рис. 3 видно, что при поочередном достижении бесконечно широкой интерференционной полосы в одной области изображения пластины, в других областях интерферограммы формируются изображения пластины с удвоением количества полос по сравнению с интерферограммой изображенной на рис. 2б, а по сравнению с двухлучевым интерферометром рис. 2а, количество полос увеличилось в четыре раза, что соответственно увеличило точность измерений метода.

Для снижения погрешности измерений малой клиновидности прозрачных пластин методом голографической интерферометрии в схеме рис. 1. для формирования двух изображений клиновидной пластины в качестве интерферометра 8 может использоваться малогабаритный интерферометр реверсивного сдвига, построенного, например, на базе интерферометра Маха-Цендера с дополнительным зеркалом. Интерферометры реверсивного сдвига создают две волны, фронты которых деформированы исследуемым объектом симметрично относительно диаметра как оси симметрии. В этом случае для повышения чувствительности способа формирования интерференционных изображений, также как и для интерферометра бокового сдвига, предложено сочетать разворот клиновидной пластины и последовательную настройку полос в ее левом и симметричном правом интерференционных изображениях. Интерференционные картины, полученные по данной методике представлены на рис. 4 (б, в).

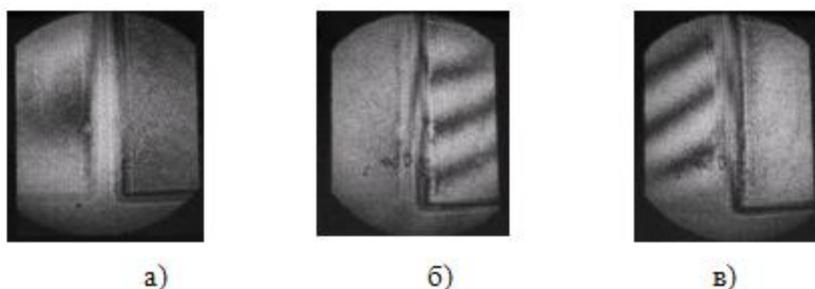


Рисунок 4 – Интерференционные картины клиновидной пластины полученные: (а) до применения методики в двухлучевом интерферометре, (б) после разворота пластины и при поочередной настройке правой (б) и левой (в) интерферограмм на полосы бесконечной ширины

Сравнивая интерференционные картины (рис. 4а) и (рис. 4б, 4в) можно утверждать, что методика позволяет снизить относительную погрешность измерений в четыре раза.

Таким образом, поочередно формируют интерферограммы, а для определения угла клина γ измеряются периоды P_l и P_r полос в левой (рис. 3а, рис 4б) и правой (рис. 3б, рис. 4в) интерферограммах:

$$\gamma = \frac{\lambda}{2(P_l + P_r)(n-1)}, \quad (1)$$

где λ – длина волны источника света, n – показатель преломления материала пластины.

Предложены комбинированные способы повышения чувствительности измерений, сочетающие разворот контролируемой пластины на 180 градусов относительно нормали к ее поверхности и поочередную настройку полос в парных интерферограммах с последующей их обработкой, позволяющие повысить чувствительность измерений в четыре раза.

Список литературы

1. Сенин, Б.Н., Бельский, А.Б., Потелов, В.В. Оптический журнал, 76(5), 2009.
2. Chatterjees, S., Kumar, Y.P. // Appl. Opt. – 2009. – V. 48, № 8. – P. 1598 – 1605.
3. Островский, Ю.И., Бутусов, М.М., Островская, Г.В. Голографическая интерферометрия. – М.: Наука, 1977. – 400 с.
4. Буть, А.И., Ляликов, А.М. // Письма ЖТФ. – 2011. – Т. 37, № 17. – С. 51 – 57.

5. Буть, А.И., Ляликов, А.М. // ЖТФ. – 2012. – Т. 82, № 5. С. 78 – 83.
6. Буть, А.И., Ляликов, А.М. // Опт. и спектр. – 2012. Т. 112, №6. – С. 1018 – 1023.

А.И. Буть, А.М. Ляликов – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, bai@grsu.by.

УДК 533.9.082, 533.922, 533.924, 621.373.8

Е.С. Воропай, К.Ф. Ермалицкая, Н.М. Ксенофонтова

ЛАЗЕРНАЯ АТОМНО-ЭМИССИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛИМЕРОВ

Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия (ЛАЭС) – это метод качественного и количественного анализа объектов, основанный на испарении (абляции) вещества и возбуждении эмиссионных спектров атомов лазерным излучением [1]. Высокая чувствительность ЛАЭС, а также возможность анализа диэлектриков (в отличие от электрических источников возбуждения спектра) позволяет использовать данный метод для анализа диэлектрических изделий, в частности, изготовленных из различных полимеров. Целью данной работы было исследование особенностей одноимпульсной и двухимпульсной лазерной абляции полимеров, а также создание методик качественного анализа пластика, позволяющих выявить в образце микроколичества металлов, накладывающих ограничения на повторную переработку данных материалов.

Исследования проводились на лазерном спектрометре LSS-1, производства совместного белорусско-японского предприятия «LOTIS-ТII» (Минск). В качестве источника испарения образца и возбуждения спектров атомов использовался двухимпульсный Nd:YAG-лазер с активной модуляцией добротности. Основные параметры лазерного излучения: длина волны – $\lambda=1064$ нм; частота следования импульсов – 10 Гц; длительность на полувысоте – 15 нс; энергия $E_{\text{имп}}$ $10 \div 75$ мДж; временной интервал между сдвоенными лазерными импульсами $\Delta t = 0 \div 100$ мкс (шаг 1 мкс). При фиксированных значениях энергии накачки и межимпульсного интервала энергия обоих импульсов одинакова. Нулевой межимпульсный интервал соответствует одновременному воздействию на поверхность двух лазерных импульсов, что можно рассматривать как одиночный лазерный импульс, мощность которого равна суммарной мощности сдвоенных импульсов. Все исследования проводились в атмосфере воздуха при нормальном давлении.

Для исследования особенностей одноимпульсной и двухимпульсной абляции полимеров были зарегистрированы спектры чистого титана и оксида титана в полимерной матрице в одноимпульсном ($\Delta t=0$ мкс) и двухимпульсном ($\Delta t=10$ мкс) режиме (рис. 1). Энергия в обоих случаях составляла 50 мДж, число импульсов в точку – 10. Из приведенных данных видно, что для чистого титана переход от одноимпульсной к двухимпульсной абляции приводит к многократному (6 – 8 раз) увеличению интенсивности спектральных линий Ti. При $\Delta t=10$ мкс в спектре наблюдаются линии, интенсивность которых при $\Delta t=0$ мкс была на уровне фона. Для оксида титана в полимере переход от одноимпульсной к двухимпульсной абляции при фиксированной энергии и мощности излучения приводит лишь к двукратному увеличению интенсивности. При этом увеличение Δt от 0 до 10 мкс не вызывает появления в спектре других линий титана, как это имело место при абляции чистого металла.

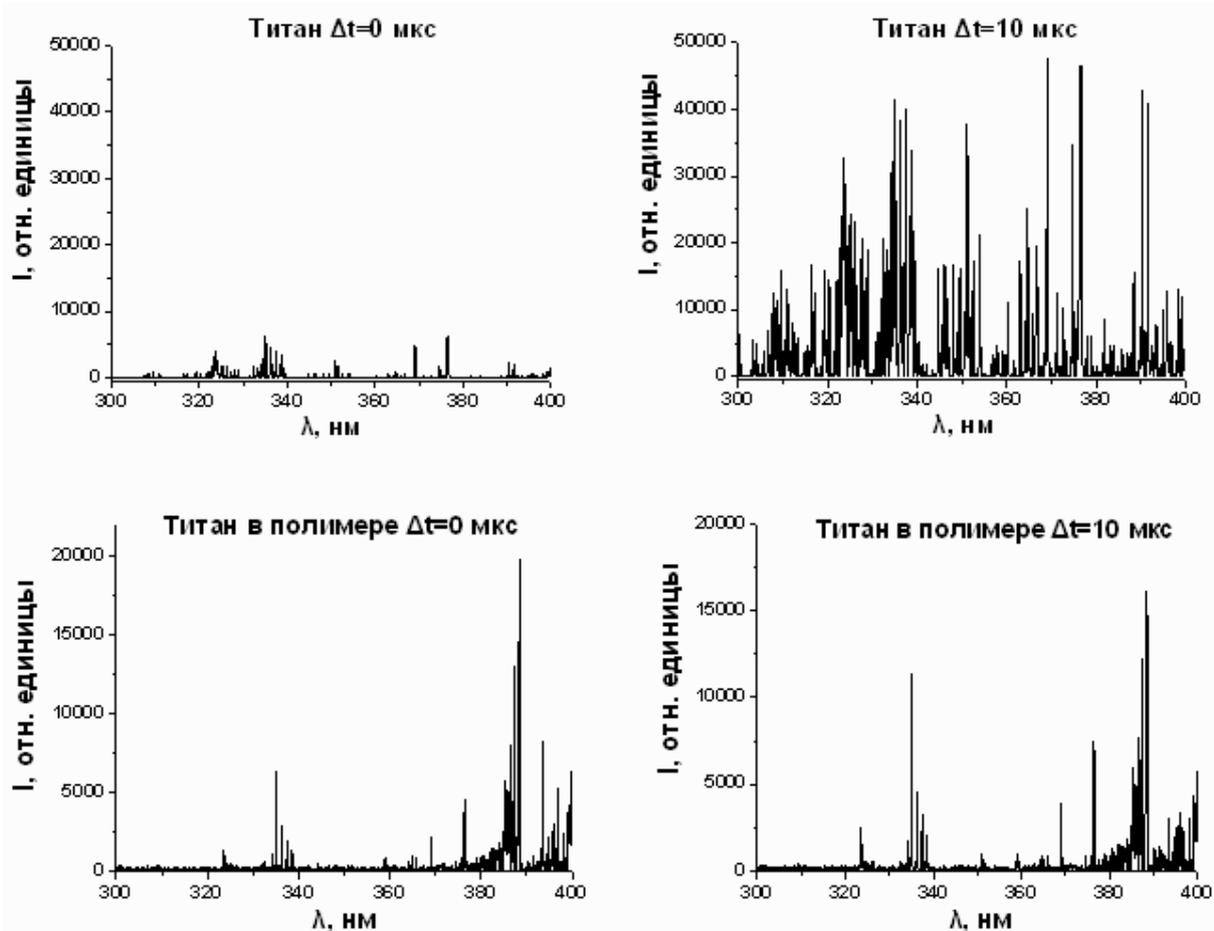


Рисунок 1 – Фрагменты спектров чистого титана и оксида титана в полимерной матрице, зарегистрированные в одноимпульсном ($\Delta t=0$ мкс) и двухимпульсном ($\Delta t=10$ мкс) режиме

Для сравнения особенностей взаимодействия распространяющейся плазмы с излучением второго импульса была исследована зависимость интенсивности спектральных линий титана от межимпульсного интервала при воздействии на чистый металл и на титаносодержащую матрицу (рис. 2). Из приведенных данных видно, что максимальная интенсивность спектральной линии $\lambda_{\text{Ti}}=335$ нм наблюдается как для титана в полимерной матрице, так и для чистого титана при $\Delta t=9$ мкс; аналогичные зависимости были получены и для других линий титана. Для определения основной причины, приводящей к увеличению аналитического сигнала, с помощью микроинтерферометра Линника МИИ-4 были измерены размеры кратеров на поверхности образцов. Так, при переходе от $\Delta t=0$ мкс к $\Delta t=9$ мкс размеры кратера в чистом металле увеличиваются в 1,5 раза, в полимерной матрице – в 2 раза. Таким образом, можно сделать вывод, что рост аналитического сигнала при двухимпульсной абляции металлов и полимеров вызван различными причинами. Для металлов дополнительное испарение с поверхности предварительно нагретой первым импульсом дает лишь полуторное увеличение интенсивности линий, основной же вклад вносит дополнительное возбуждение первичной плазмы. В случае с полимерами рост аналитического сигнала вызван преимущественно увеличением испаренного вещества. Это указывает на то, что абляционная плазма полимеров практически не поглощает излучение второго импульса. Коэффициент поглощения зависит от температуры плазмы, которая определялась по относительным интенсивностям спектральных линий титана $\lambda=335,5$ нм и $\lambda=337,4$ нм.

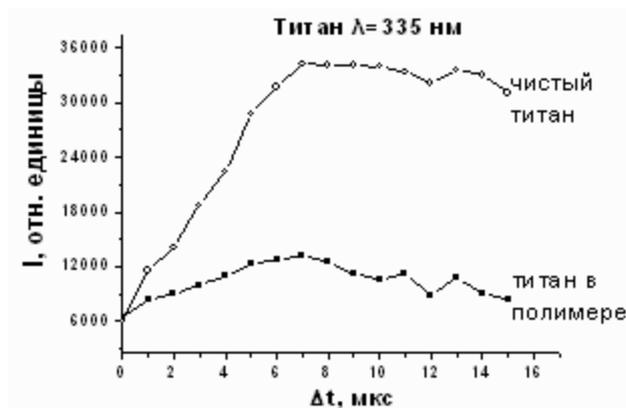


Рисунок 2 – Зависимость интенсивности спектральной линии титана $\lambda_{Ti}=335$ нм от межимпульсного интервала при абляции титана, помещенного в полимерную матрицу, и чистого металла

Объектами исследования являлись образцы цветных пленок (белая Б, голубая Г, синяя С, зеленая З, желтая Ж, красная К, малиновая М, фиолетовая Ф, черная Ч). Оптимальные параметры излучения, обеспечивающие максимальную интенсивность аналитических линий элементов, были подобраны экспериментально. Энергия накачки – 16 Дж, энергия сдвоенных лазерных импульсов – 60 мДж, временной интервал между сдвоенными лазерными импульсами – 10 мкс, число импульсов в точку – 10. Аналитический сигнал суммировался при регистрации спектров в 5 точках (50 импульсов).

Качественный анализ показал, что в исследуемых образцах содержатся следующие примеси (таблица 1):

1. Натрий Na (аналитические линии – $\lambda=588,9$ нм; $\lambda=589,6$ нм) – самое высокое содержание Na в черной пленке (условная относительная концентрация $C=1$ %). В зеленой и желтой пленках содержание натрия незначительно.

2. Барий Ba (аналитические линии – $\lambda=455,4$ нм; $\lambda=493,4$ нм) – самое высокое содержание Ba в желтой пленке (условная относительная концентрация $C=1$ %). В голубой и фиолетовой пленках бария обнаружено не было.

3. Титан Ti (аналитические линии – $\lambda=334,9$ нм; $\lambda=430,6$ нм; $\lambda=453,3$ нм; $\lambda=521,0$ нм) – самое высокое содержание Ti в белой пленке (условная относительная концентрация $C=1$ %). В зеленой пленке содержания титана незначительно.

4. Кальций Ca (аналитические линии – $\lambda=393,4$ нм; $\lambda=396,8$ нм; $\lambda=422,7$ нм) – самое высокое содержание Ca в желтой пленке (условная относительная концентрация $C=1$ %).

Таблица 1 – Условные относительные концентрации элементов в цветных пленках

Пленка	Б	Г	С	З	Ж	К	М	Ф	Ч
Na C, %	0,54	0,15	0,22	0,08	0,08	0,32	0,73	0,23	1,00
Ba C, %	0,93	0	0,04	0,10	1,00	0,11	0,07	0	0,09
Ti C, %	1,00	0,10	0,10	0,07	0,12	0,14	0,22	0,31	0,39
Ca C, %	0,73	0,39	0,39	0,31	1,00	0,41	0,84	0,69	0,20

Фрагменты спектров исследуемых цветных пленок в спектральном диапазоне 300 – 600 нм приведены на рисунке 3, там же указаны аналитические линии натрия, бария, титана и кальция, использованные при вычислении относительных концентраций.

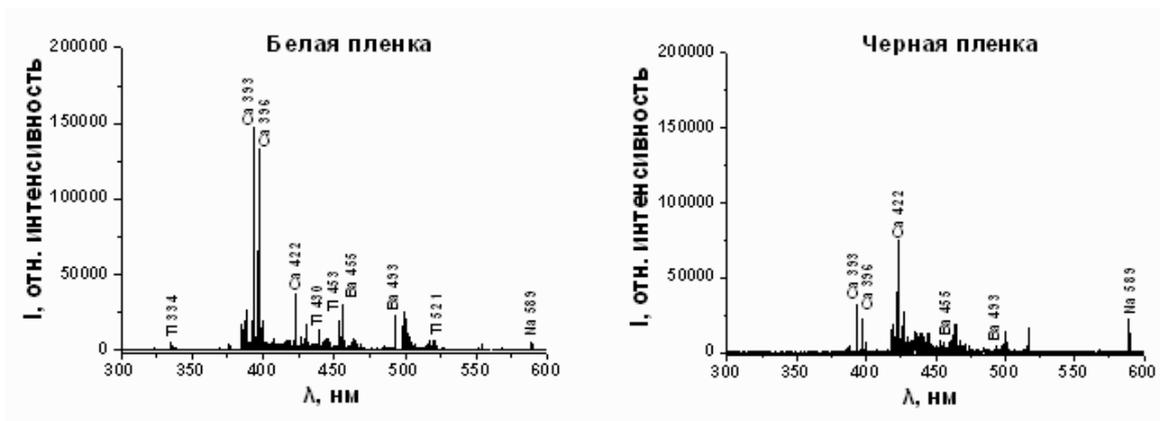


Рисунок 3 – Фрагменты спектров полимерных пленок, зарегистрированные при возбуждении двойными лазерными импульсами

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что переход от одноимпульсной к двухимпульсной лазерной абляции при неизменной энергии и мощности лазерного излучения приводит к увеличению температуры плазмы титана в 1,5 раза, а плазмы полимерной матрицы легированной титаном только в 1,1 раза, что указывает на значительно более высокую плотность плазмы чистого металла, и непрозрачность ее для второго импульса.

Исследованы возможности двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии для качественного анализа полимеров. Определены причины увеличения аналитического сигнала при переходе от одноимпульсной к двухимпульсной абляции полимеров.

Список литературы

1. Laser-induced plasma spectroscopy for plastic identification / J.M. Anzano [et al] // Polymer Eng. Sci. – 2000. – Vol. 40. – P. 2423 – 2429.

Е.С. Воропай, К.Ф. Ермалицкая, Н.М. Ксенофонтова – Белорусский государственный университет, Минск, voropay@bsu.by, ermalitskaia@gmail.com.

УДК 535.231.11

В.А. Длугунович, А.В. Исаевич, Е.А. Круплевич, Л.Н. Насенник

КОМПЛЕКС ДЛЯ КАЛИБРОВКИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В Беларуси в довольно широких масштабах разрабатывается, выпускается и используется лазерная техника. Подтверждение соответствия характеристик указанной лазерной техники по правилам и процедурам, установленным международными стандартами, предусматривает контроль ее качества с помощью средств измерений (СИ), откалиброванных стандартизованными методами на национальной эталонной базе [1, 2].

В Институте физики НАН Беларуси создается комплекс для калибровки СИ мощности и энергии лазерного излучения (ЛИ), в состав которого входят установка для калибровки СИ средней мощности ЛИ (УКСИМ) и установка для калибровки СИ энергии ЛИ (УКСИЭ). Целью разработки является создание отечественного комплекса для калибровки СИ энергии и мощности ЛИ в соответствии с требованиями стандартов ГОСТ ИСО 11554-2007 и СТБ МЭК 61040-2004, гармонизованных с международными нормами [3, 4], на основе современной

элементной базы. Он войдет в систему эталонов, измерительных и калибровочных установок, обеспечивающих систему единства измерений в области лазерной техники в Республике Беларусь.

Разработаны принципы построения и конструктивного исполнения установок УКСИМ и УКСИЭ. Выбор сделан в пользу последовательной схемы калибровки СИ с использованием приемника-«свидетеля». Преимуществом данной схемы является то, что она обеспечивает более высокие метрологические характеристики воспроизведения единиц средней мощности и энергии ЛИ и передачи их размера, имеет менее жесткие требования к стабильности мощности ЛИ и позволяет использовать в составе установок менее мощные лазеры, по сравнению с параллельной схемой. Кроме того, использование приемника-«свидетеля» позволяет сэкономить рабочий ресурс образцового СИ.

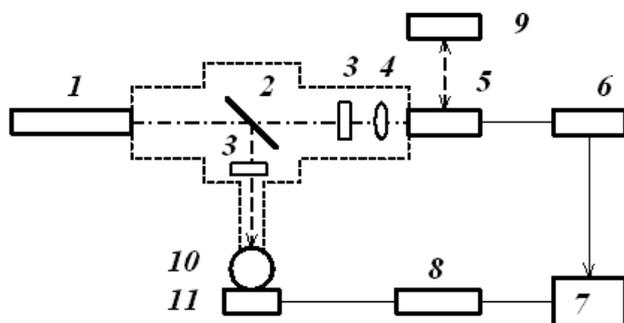
Разработаны структурные схемы установок УКСИМ и УКСИЭ. Каждая из установок комплекса будет состоять из трех основных частей:

1) системы измерения мощности (энергии) ЛИ, основу которой составляют образцовые СИ средней мощности (энергии);

2) системы передачи размера единицы мощности (энергии) ЛИ калибруемым СИ, включающей блок излучателей; светоделительную пластину, с помощью которой часть излучения направляется на приемник-«свидетель», обеспечивающий измерение стабильности мощности (энергии) в процессе передачи размера единицы мощности (энергии) калибруемым СИ; ослабители излучения; устройства формирования пучка излучения;

3) системы управления, регистрации и обработки результатов измерений, состоящей из плат управления, персонального компьютера и программного обеспечения.

Блок-схема установок для калибровки СИ средней мощности (энергии) лазерного излучения приведена на рисунке 1.



1 – источник ЛИ; 2 – светоделительная пластина; 3 – ослабители; 4 – блок формирования пучка ЛИ;
5 – измерительная головка образцового СИ; 6, 8 – устройства согласования; 7 – компьютер; 9 –
калибруемое СИ; 10 – интегрирующая сфера;
11 – приемник-«свидетель»

Рисунок 1 – Схема УКСИМ и УКСИЭ

Излучение лазера 1 с помощью оптической системы 4 направляется на измерительную головку образцового СИ 5, а затем на калибруемое СИ 9, которое устанавливают на место, предназначенное для образцового СИ. Второй канал, образуемый светоделительной пластиной 2, используется для контроля стабильности мощности (энергии) ЛИ с помощью фотометрической сферы 10 и приемника-«свидетеля» 11, контролирующего мощность (энергию), поступающего на приемники излучения при их последовательной замене. Для обеспечения калибровки СИ средней мощности (энергии) в заданных точках динамического диапазона используются ослабители излучения 3. Сигналы с образцового СИ и приемника-«свидетеля» через устройства согласования 6 и 8 подаются на

персональный компьютер 7, с помощью которого выполняется обработка сигналов и осуществляется управление работой установки.

Существенными отличиями современных измерителей энергетических характеристик ЛИ являются широкий динамический диапазон и высокая точность измерений, которые достигаются за счет использования различного вида термоэлектрических, фотоэлектрических, пироэлектрических и других типов приемных оптоэлектрических преобразователей. Однако чувствительность современных измерителей энергетических характеристик ЛИ достаточно сильно зависит от длины волны излучения. Поэтому калибровка таких СИ должна проводиться с использованием источников ЛИ, длины волн излучения которых незначительно отличаются от рабочих длин волн излучения, на которых осуществляется эксплуатация СИ мощности (энергии) ЛИ. А это предполагает наличие в установках для калибровки СИ мощности (энергии) ЛИ набора источников ЛИ, генерирующих излучение на различных длинах волн, и образцовых СИ мощности-энергии ЛИ, регистрирующих мощность (энергию) ЛИ в необходимых спектральных диапазонах.

Проведен подбор приборов, устройств и элементной базы установок комплекса. Основываясь на более чем десятилетнем опыте проведения калибровок СИ мощности и энергии ЛИ, используемых в Республике Беларусь, было установлено, что спектральный диапазон создаваемых установок должен составлять от 0,40 до 10,6 мкм. Калибровку СИ мощности ЛИ на УКСИМ можно будет осуществлять на 11 длинах волн (0,40; 0,46; 0,53; 0,63; 0,75; 0,81; 0,98; 1,06; 1,34; 1,55 и 10,6 мкм) в диапазоне от 10^{-7} до 40 Вт. Калибровка СИ энергии ЛИ на УКСИЭ будет проводиться на пяти длинах волн (0,35; 0,53; 0,85; 1,06 и 1,54 мкм) в диапазоне от 10^{-7} до 100 Дж. В блоках излучателей создаваемых установок используются лазеры известных фирм: «Crystalaser», «Melles Griot», «Coherent», «Solar LS» и др.

Образцовое СИ мощности-энергии является важнейшим элементом блоков регистрации установок комплекса для калибровки СИ мощности и энергии лазерного излучения ЛИ. С учетом требований, предъявляемых к установкам комплекса, в качестве образцового СИ для УКСИМ выбран двухканальный измеритель мощности-энергии ЛИ фирмы «Ophir Optronics» Laser Star с измерительными детекторами PD300-SH, PD300-UV, PD300-IR, 2A-SH, 3A-IS-IRG, 12A-V1, 30A-SH-V1 и F150A-SH. В установке УКСИЭ используется измеритель мощности-энергии Laser Star с измерительными детекторами PD10, PE10, PE25, 10A-V2-SH, F150A и 30A-P-DIF. Laser Star представляет собой измеритель на основе микропроцессора, который работает с термическими, пироэлектрическими и фотодиодными головками, что позволяет проводить измерения в широком спектральном и динамическом диапазонах. Данный измеритель может работать одновременно с двумя приемниками излучения.

Калибровочный коэффициент будет определяться методом непосредственного сличения показаний калибруемого СИ с показаниями образцовых СИ мощности (энергии) ЛИ с известными неопределенностями, входящих в состав УКСИМ и УКСИЭ. Определение калибровочных коэффициентов калибруемых СИ будет проводиться в трех точках каждого поддиапазона измерения калибруемого СИ: в пределах интервалов (0,1 – 0,3), (0,4 – 0,6) и (0,8 – 0,9) от максимального значения шкалы поддиапазона.

Основной задачей калибровки СИ мощности (энергии) ЛИ является передача размера единицы мощности (энергии) ЛИ калибруемому СИ с наименьшей неопределенностью. Суммарная стандартная неопределенность калибровки СИ мощности (энергии) ЛИ определяется тремя основными составляющими: стандартной неопределенностью образцового (эталонного) измерителя и стандартными неопределенностями, обусловленными калибровочной установкой и самим калибруемым СИ. Стандартная неопределенность воспроизведения и передачи единиц средней мощности и энергии ЛИ установок комплекса не будет превышать 3 %.

Создание комплекса для калибровки СИ энергии и мощности ЛИ на основе современной элементной базы позволит расширить динамический и спектральный диапазоны, сократить время и затраты на проведение калибровок, уменьшить неопределенности измерений, что даст возможность более полно удовлетворять запросы организаций Республики Беларусь по калибровке СИ стандартизованными методами на национальной эталонной базе.

Список литературы

1. Длугунович, В.А., Снопко, В.Н. Метрологическое обеспечение лазерной техники в Республике Беларусь // Наука и инновации. – 2007. – № 7 (53). – С. 27 – 32.
2. Гальго, А.В. Эталонная база Республики Беларусь в области оптической радиометрии // Приборы и методы измерений. – 2010. – № 1. – С. 131 – 140.
3. ГОСТ ИСО 11554-2007. Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения мощности, энергии и временных характеристик лазерного излучения. Введ. 2008–06–01. Минск: Госстандарт, 2008. – 18 с.
4. СТБ МЭК 61040-2004. Детекторы, измерительные приборы и оборудование для измерения мощности и энергии лазерного излучения. Введ. 2005–01–04. – Минск: Госстандарт, 2005. – 8 с.

В.А. Длугунович, А.В. Исаевич, Е.А. Круплевич, Л.Н. Насенник – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, e.kruplevich@dragon.bas-net.by.

УДК 535.24:53.084.42

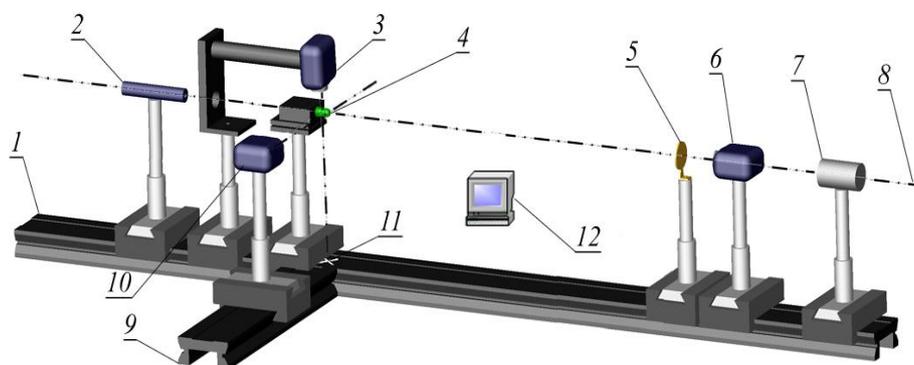
В.А. Длугунович, В.А. Ждановский, А.А. Липлянин, С.В. Никоненко, О.Б. Тарасова

СПОСОБ И УСТРОЙСТВО ЮСТИРОВКИ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Центрирование корпуса светодиода (СД) относительно оптической оси фотометрического устройства (ОФУ) при измерении параметров СД, принято выполнять в соответствии с рекомендациями МКО [1]. Рядом авторов отмечается [2, 3], что установка СД в необходимое положение относительно фотоприемника довольно кропотливая и трудоемкая задача. Причина затруднений заключается в том, что, как правило, наблюдение за СД в момент выполнения его юстировочной подвижки по одной координате осуществляется с одного направления. Из-за несовершенства юстировочных механизмов, такое перемещение СД вызывает нежелательные и незаметные в данный момент перемещения СД по другим координатам. Эти перемещения можно заметить, если перейти к наблюдению за СД с другого, как правило, ортогонального направления. В результате установка СД в необходимое положение осуществляется методом последовательного приближения, что требует особой концентрации внимания и отнимает много времени у оператора.

Эффективный с точки зрения качества позиционирования, скорости выполнения и удобства работы способ установки источников излучения (ИИ) относительно ОФУ был внедрен при модернизации Национального эталона силы света и освещенности Беларуси [4]. Однако двух цифровых камер, применяемых при центровке относительно плоского тела накала светоизмерительной лампы силы света [4], недостаточно при центрировании СД, отличающихся разнообразной формой первичной и вторичной оптики. Позитивный результат был достигнут благодаря применению еще одной цифровой камеры, наблюдающей за положением СД с третьего, перпендикулярного двум первым, направления, что позволяет значительно быстрее и точнее выставить механическую ось СД относительно ОФУ [5]. На рисунке 1 представлена схема устройства, пригодного для юстировки СД с разнообразной первичной и вторичной оптикой.

Направляющие рельсов 1 и 10 выставляются под прямым углом, а их поверхности в горизонтальной плоскости. Пучок излучения лазера 2, при снятых с рельса 1 рейтерах с СД и камерой 6, ориентируется параллельно поверхности и направляющим рельса 1 с помощью круглого экрана 5 с отверстием в центре диаметром 0,2 – 0,6 мм. Оптическая ось 8 устройства будет сформирована после центровки образцового фотоприемника 7 относительно лазерного пучка. На рельс 1 устанавливают и центруют с помощью экрана 5 камеру 6. Вертикальную линию виртуального перекрестия камеры 6 ориентируют по вертикали с помощью нитяного отвеса. Горизонтальная его линия по горизонтали ориентируется автоматически. Над поверхностью рельса 1 в месте расположения СД 4, устанавливают отвес, так, чтобы его нить пересекала ООФУ устройства, обозначаемую лазерным пучком. Против вершины обратного конуса грузика отвеса в спокойном его состоянии на поверхности рельса 1 ставится реперная точка 11. Эта точка является проекцией точки пересечения нити отвеса с ООФУ (наблюдается в виде яркой точки на нити отвеса, при пересечении лазерного пучка с нитью). Выставляют оптическую ось камеры 10 перпендикулярно ООФУ в горизонтальной плоскости. Для этого виртуальное перекрестия камеры 10, как и перекрестия камеры 6, ориентируют по нити отвеса. Перемещая, с помощью юстировочных подвижек, камеру 10, совмещают центр ее виртуального перекрестия с точкой пересечения ООФУ с нитью отвеса (яркой точкой на нити отвеса), добиваясь, чтобы направление наблюдения этой камеры было параллельно рабочей поверхности и направляющим рельса 9. Убирают нитяной отвес и над реперной точкой 11 устанавливают цифровую камеру 3. Наблюдая с помощью камеры 3 поверхность рельса 1, ориентируют вертикальную линию ее виртуального перекрестия параллельно направляющим этого рельса. С помощью линейных и угловых перемещений камеры 3 совмещают центр ее виртуального перекрестия с изображением реперной точки 11 в окне камеры 3 на экране монитора ПК. При этом следят, чтобы линия наблюдения камеры 3 была перпендикулярна ООФУ.



1, 9 – рельсы; 2 – лазер; 3, 6, 10 – цифровые камеры; 4 – СД; 5 – непрозрачный экран с отверстием;
7 – образцовый фотоприемник; 8 – оптическая ось устройства; 12 – ПК
Рисунок 1 – Схема юстировки СД

В результате выполнения описанной процедуры юстировки направления наблюдения всех трех цифровых камер устройства будут пересекаться в одной точке на ООФУ под прямыми углами друг другу. При установке корпуса СД в область этой точки, контролируя положение изображения СД относительно виртуальных перекрестий каждой из камер, появляется возможность удобной и качественной юстировки механической оси СД относительно ООФУ в диалоговом режиме (on-line).

Результат окончательной юстировки СД, в качестве которого, для примера, использовался светодиод типа АЛ-307, представлен на рисунке 2. Предлагаемое устройство может применяться также для юстировки ИИ других типов, таких как лазерные диоды, полупроводниковые и гибридные лазеры. Эти приборы, как и светодиоды, имеют разнообразную форму как первичной, так и

вторичной оптики, с пространственным распределением излучения, характеризующимся большой расходимостью.

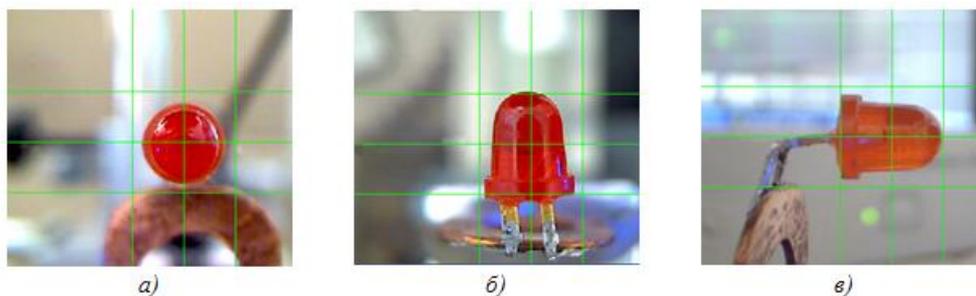


Рисунок 2 – Юстировка светодиода АЛ-307, симметрирование СД относительно ООФУ:
а – вид с фронта; б – вид сверху; в – вид сбоку

Описаны удобный способ и устройство юстировки светодиодов с помощью цифровых камер при фотометрических измерениях. Устройство используется в метрологических установках высокой точности Института физики НАН Беларуси при измерениях радиометрических характеристик светодиодов.

Список литературы

1. Measurement of LEDs // CIE 127:2007 Technical report. – Vienna, CIE Central Bureau, 2007 – 32 p.
2. Measuring Average LED Intensity [Электронный ресурс] / INPHORA (Institute for Photometry and Radiometry) Inc. – Concord, CA, 2003. – Режим доступа: http://www.inphora.com/LED_intensity.pdf. – Дата доступа: 17.04.2012.
3. Зубков, Д. Рабочий эталон измерения усредненной силы света светодиодов / Д. Зубков // Современная светотехника. – 2010. – № 1. – С. 56 – 58.
4. Устройство юстировки тела накала светоизмерительной лампы: пат. № 101849, Российская федерация, МПКG02B7/00 / В.А. Длугунович, В.А. Ждановский, С.В. Никоненко; заявитель Институт физики НАН Беларуси, О.Б. Тарасова; заявитель БелГИМ. – № RU 101849; заявл. 27.01.2011.
5. Устройство юстировки твердотельных источников излучения: заявка пат. № и 20120616 от 19. 06. 2012, Республика Беларусь / В.А. Длугунович, В.А. Ждановский, А.А. Липлянин, С.В. Никоненко; заявитель Институт физики НАН Беларуси, О.Б. Тарасова; заявитель БелГИМ.

В.А. Длугунович, В.А. Ждановский, А.А. Липлянин, С.В. Никоненко – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, s.nikonenko@dragon.bas-net.by.

О.Б. Тарасова – Белорусский государственный институт метрологии, Минск, optic@belgim.by.

УДК 535.241.46

В.А. Длугунович, С.В. Никоненко, О.Б. Тарасова

ФОТОМЕТР МАЛЫХ УРОВНЕЙ ОСВЕЩЕННОСТИ В СОСТАВЕ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СИЛЫ СВЕТА И ОСВЕЩЕННОСТИ

За последние годы значительно возросла номенклатура производимых и поставляемых на экспорт отечественными предприятиями оптико-электронных изделий требующих калибровки, юстировки или проверка работоспособности при малых уровнях освещенности. Поэтому, при проведении модернизации Национального эталона единиц силы света и освещенности Республики Беларусь (НЭССО), который воспроизводил, хранил и передавал единицу освещенности в диапазоне от 10 до 1500 лк, было принято решение о необходимости расширения диапазона воспроизведения освещенности в сторону малых уровней – до $1 \cdot 10^{-3}$ лк [1].

В ходе модернизации был осуществлен анализ методов воспроизведения освещенности малых уровней, применяемых в ведущих в области оптической радиометрии национальных

метрологических института мира – NIST (США) и PTB (Германия), а также HUT (Финляндия). В NIST при измерении малых уровней освещенности применяют специализированные фотометры, разработка которых является сложной технической и дорогостоящей задачей [2]. Измерение малых уровней освещенности в PTB обеспечивается большими расстояниями (до 40 м) между светоизмерительной лампой и фотометром или калибруемым прибором [3]. В HUT реализация хранения и передачи единиц силы света и освещенности основана на эталоне светового потока [4], для чего необходимо регулярно калибровать фотометрический шар и контролировать неравномерность освещенности апертуры выходного отверстия, что технически выполнить достаточно сложно.

Для создания шкалы малых уровней освещенности была предложена ее реализация на основе точно известных коэффициентов яркости диффузно отражающей пластины. На рисунке 1 приведена оптическая схема реализации измерений освещенности в плоскости входной апертуры приемника излучения.

Диффузно отражающая пластина из молочного стекла или политетрафторэтилена однородно освещается светоизмерительной лампой силы света с цветовой температурой $T_c = 2856$ К. Освещенность E_1 на поверхности пластины можно определить, используя выражение:

$$E_1 = \frac{I_v}{l_1^2}, \quad (1)$$

где l_1 – расстояние между плоскостью нити накала лампы и диффузно отражающей пластиной, м; I_v – сила света светоизмерительной лампы, кд.

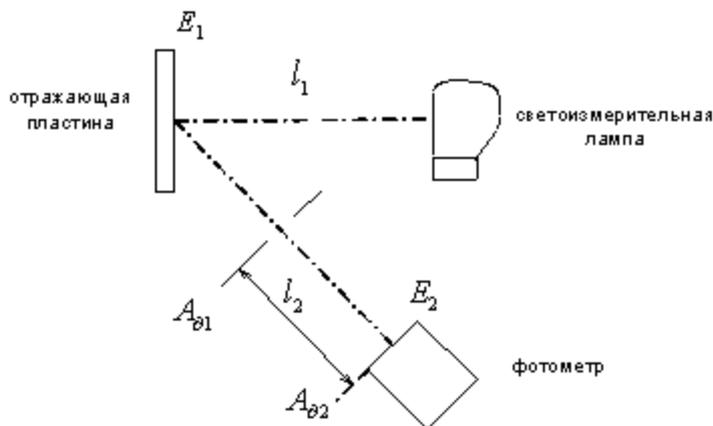


Рисунок 1 – Оптическая схема измерения освещенности на основе определения коэффициентов яркости диффузно отражающей пластины

Фактически диффузно отражающая пластина, отражающая излучение под углом 45° , в этом случае представляет собой источник излучения с яркостью:

$$L_v = \frac{kE_1\rho}{\pi}, \quad (2)$$

где ρ – коэффициент яркости диффузно отражающей пластины, а поправочный коэффициент k определяется по формуле:

$$k \cong 1 + \left(\frac{r_{\partial 1}}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{r_{\partial 2}}{l_2}\right)^2, \quad (3)$$

где l_2 – расстояние между калиброванной диафрагмой и апертурной диафрагмой фотометрической головки (ФГ) исследуемого фотометра, м; $r_{\partial 1}$ и $r_{\partial 2}$ – радиусы калиброванной диафрагмы и апертурной диафрагмы ФГ исследуемого фотометра, м.

Площадь калиброванной диафрагмы $A_{\partial 1}$ можно вычислить по формуле:

$$A_{\partial 1} = \frac{\pi d_1^2}{4}, \quad (4)$$

где d_1 – диаметр калиброванной диафрагмы, м.

В результате получаем, с учетом (4), что ФГ исследуемого фотометра можно измерить освещенность E_2 :

$$E_2 = \frac{L_v A_{\partial 1}}{l_2^2} = \frac{I_v k \rho d_1^2}{4 l_1^2 l_2^2}. \quad (5)$$

Проведенное численное моделирование, а также анализ литературных данных позволили установить, что для реализации шкалы освещенности в диапазоне от $1 \cdot 10^{-3}$ до 1 лк, измерительная установка должна иметь следующие основные параметры: сила света светоизмерительной лампы должна составлять от 1 до 10 кд; диффузно отражающая пластина должна иметь коэффициент яркости не ниже 0,8; расстояние между плоскостью нити накала лампы и диффузно отражающей пластиной должно составлять от 50 до 700 мм; расстояние между калиброванной диафрагмой и апертурной диафрагмой испытуемого фотометра должно составлять от 10 до 500 мм; калиброванные по площади диафрагмы должны иметь следующие номинальные диаметры: 2, 5, 10, 20 и 30 мм.

Данный метод воспроизведения единицы освещенности лег в основу создания фотометра малых уровней освещенности (ФМУО), который впоследствии вошел в состав НЭССО [5]. Немаловажную роль в выборе метода сыграл тот факт, что калибровки светоизмерительной лампы по силе света, светорассеивающей пластины по коэффициенту яркости и отверстия диафрагмы по диаметру можно осуществить на эталонах, имеющихся в БелГИМ.

Для проверки правильности воспроизведения единицы освещенности с помощью ФМУО и отработки программного обеспечения были проведены экспериментальные исследования, где в качестве эталонного приемника оптического излучения (ЭПОИ) применен трап-детектор Тrap-SST-D №1007. Исследования проводились для каждой калиброванной диафрагмы при расстоянии между телом накала лампы СИС 10-5 № 9 и центром рабочей поверхности светорассеивающей пластины $l = 0,5$ м.

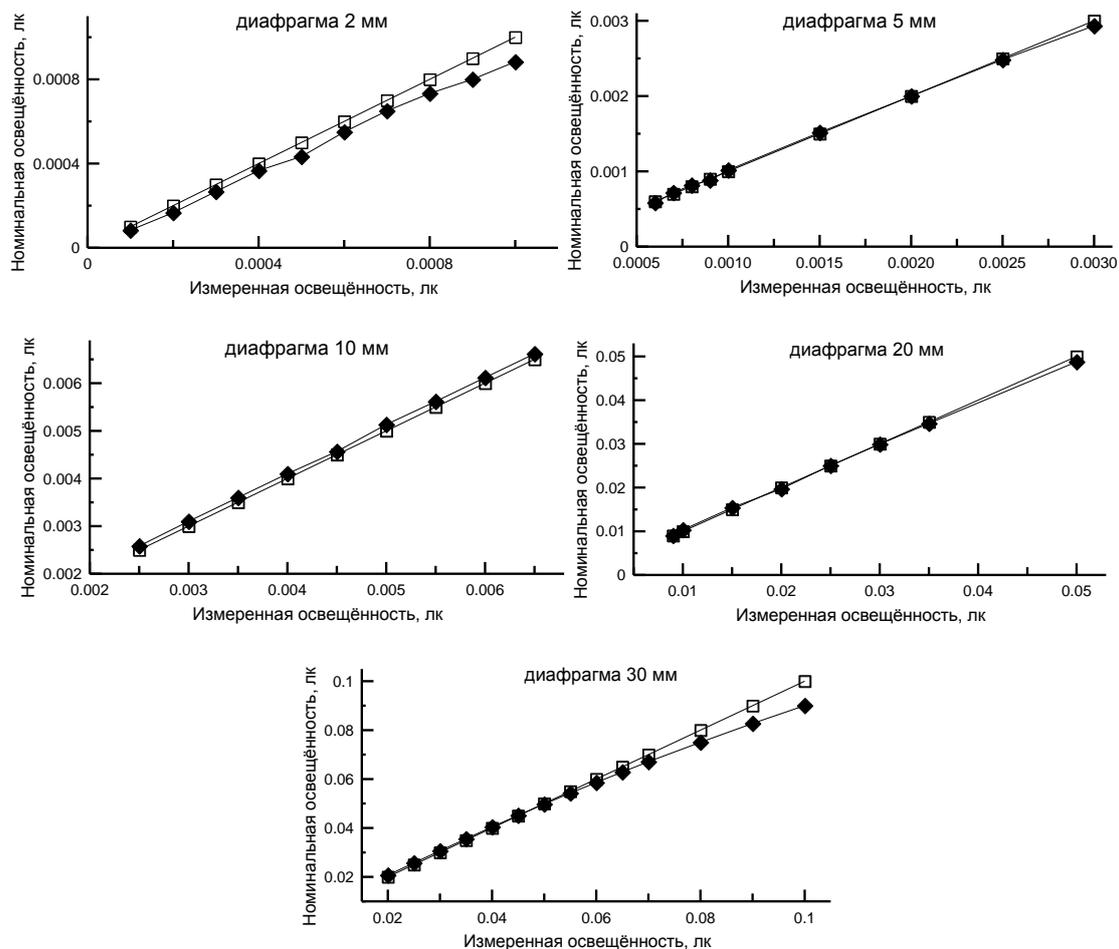
Анализ результатов экспериментальных исследований позволил сделать следующий вывод:

- при использовании каждой из калиброванных диафрагм следует установить ограничения диапазонов освещенности, что необходимо указать в эксплуатационной документации фотометра. Это обусловлено тем, что при приближении приемника оптического излучения к плоскости калиброванной диафрагмы на расстояние, меньшее 10-ти кратного значения диаметра диафрагмы, нарушается закон квадратов расстояний для расчета освещенности, принятый в фотометрии;

- большие значения отклонения при использовании калиброванной диафрагмы диаметром 2 мм возможно объясняются существенным различием диаметра калиброванной диафрагмы и входной апертуры ЭПОИ. Для уменьшения погрешности воспроизведения единицы освещенности с помощью этой диафрагмы следует вводить корректирующий множитель, определяемый формулой:

$$k_d = \frac{d_1^2}{d_2^2}, \quad (6)$$

где d_2 – диаметр входной апертуры ЭПОИ.



□ – расчет; ♦ – измерения с помощью трап-детектора
Рисунок 2 – Результаты измерения освещенностей с разными диафрагмами

В ходе модернизации в 2008 – 2010 гг. Национального эталона единиц силы света и освещенности Республики Беларусь был разработан и создан фотометр малых уровней освещенности. Основные метрологические характеристики ФМУО: диапазон воспроизведения единицы освещенности от 0,001 до 1,0 лк; границы неисключенной систематической погрешности передачи единицы освещенности $\pm 1,6\%$; СКО результата наблюдения освещенности не более 0,001.

Список литературы

1. Национальный эталон единицы силы света и освещенности / В.Е. Плюта [и др.] // Метрология и приборостроение. – 2002. – № 3 – 4. – С. 15 – 17.
2. Ohno, Y. NIST measurement services: Photometric calibrations // NIST Special Publication 250-37. U.S. Government Printing Office, Washington. – 1997. – 85 p.
3. Metzdorf, Y. Network and traceability of the radiometric and photometric standards at the PTB // Metrologia. – 1993. – Vol. 30. – P. 403 – 408.
4. International comparison of the illuminance responsivity scales and units of luminous flux maintained at the HUT (Finland) and the NIST (USA) / J. Novila [et al.] // Metrologia. – 2002. – Vol. 39. – P. 219 – 223.
5. Патент RU 95398U1 от 02.03.2010 на полезную модель «Установка для хранения и передачи размера единицы освещенности». Заявители – Институт физики НАН Беларуси, БелГИМ. Авторы – О.Б. Тарасова (БелГИМ), С.В. Никоненко (Институт физики).

В.А. Длугунович, С.В. Никоненко – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, s.nikonenko@dragon.bas-net.by.

О.Б. Тарасова – Белорусский государственный институт метрологии, Минск, optic@belgim.by.

А.П. Иванов, А.П. Чайковский, Ф.П. Осипенко, М.М. Король, Д.А. Савицкий

ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ И ИХ ИЗМЕНЕНИЙ В ВОЗДУШНОМ БАСЕЙНЕ Г. МИНСКА ПО ДАННЫМ ЛИДАРНЫХ И РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования характеристик взвешенных частиц в воздушном бассейне, выполненных в двухлетний период, проводилась на основе обработки совместных данных дистанционных лидарных и радиометрических измерений по методике предложенной в [1 – 3] и локальных измерений концентрации частиц РМ-10 (жидкие и твердые частицы с диаметром менее 10 мкм), полученных на станциях Республиканского центра радиационного контроля и мониторинга окружающей среды в Минске и Березинском заповеднике.

Аэрозольное загрязнение в воздушной акватории города далеко неоднородно по территории, высоте и времени. Рисунки 1 и 2 иллюстрируют это. Наиболее чистая атмосфера ночью. В светлое время, по мере нарастания движения транспорта и деятельности производства, загрязнение увеличивается. Для малых частиц области повышенного содержания расположены в Заводском, Партизанском и Фрунзенском районах. Распределение больших частиц является «пятнистым». Зоны превышения над средним уровнем больше в Центральном районе. Наиболее чистыми являются районы Восток и Зеленый луг. Естественно, такая неоднородность загрязненности по территории сглаживается с высотой. Для интерпретации динамики и содержания взвешенного вещества в воздушном бассейне г. Минска систематические исследования проводились не только в городе, но и в Березинском заповеднике.

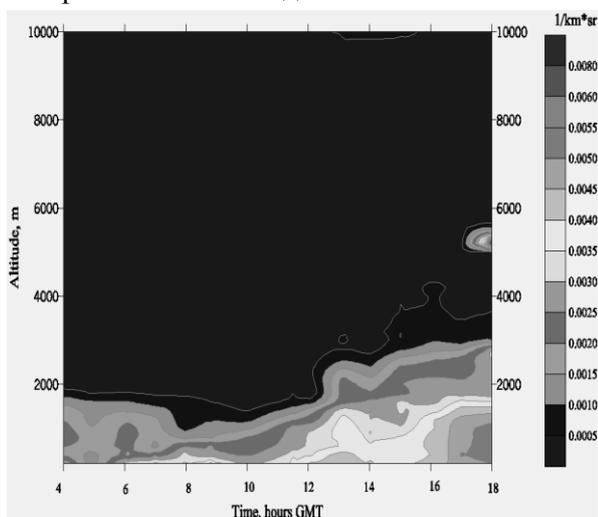


Рисунок 1 – Суточная динамика аэрозольного слоя в г. Минске в один из дней



Рисунок 2 – Карта распределения концентрации аэрозоля в г. Минске в 12 часов в один из дней на высоте 25 м

Загрязнение приземного слоя атмосферы в Минске регистрировалось на станциях 1 и 13. Станция 1 (пр. Независимости 110) размещена в районе Национальной Библиотеки вне непосредственного воздействия промышленных выбросов. Станция 13 размещена в промышленном районе (ул. Радиальная). Березинский биосферный заповедник является районом, характеризующимся малой степенью антропогенного загрязнения атмосферы, одним из самых «чистых» в регионе восточной Европы. На рис. 3 приведены распределения концентрации частиц РМ-10 в приземном слое атмосферы в период 2010 – 2011 гг. в Березинском заповеднике и в

Минске на станциях 1 и 13. Средняя концентрация частиц ПМ-10 в Березинском заповеднике составляет 14 мкг/м^3 при уровне ПДК равном 50 мкг/м^3 . Повышение концентрации взвешенного вещества в воздухе в Березинском заповеднике обычно вызвано процессами трансграничного переноса [4 – 6]. Средняя концентрация частиц ПМ-10 на станции 1 составляет относительно небольшую величину 23 мкг/м^3 , что, однако, значительно превышает уровень загрязнения воздуха в Березинском заповеднике. Воздействие процессов трансграничного переноса прослеживается на данной станции. Средняя концентрация частиц ПМ-10 на станции 13 составляет 45 мкг/м^3 . Уровень ПДК здесь превышает регулярно. Индустриальные выбросы и транспорт являются определяющими источниками загрязнения для этого места.

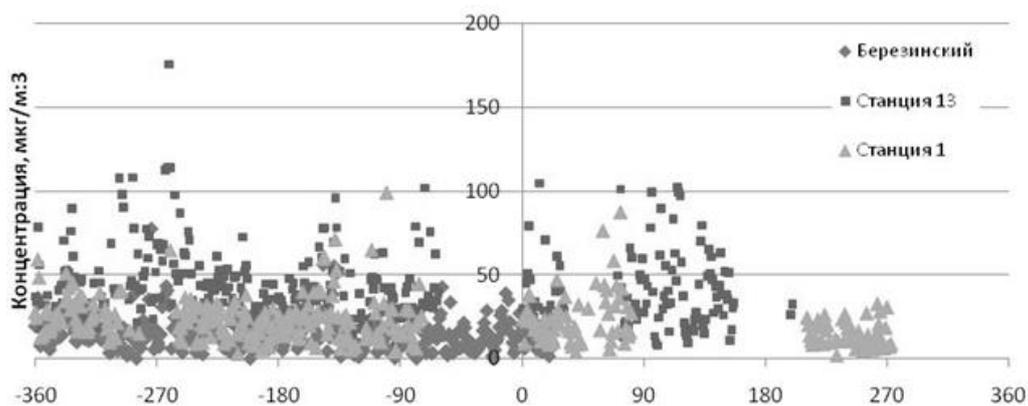


Рисунок 3 – Концентрация частиц ПМ-10 в приземном слое атмосферы в период 2010 – 2011 гг. в Березинском заповеднике и в Минске на станциях 1 и 13

Динамика общего содержания малых и крупных частиц взвешенного вещества в атмосферном слое в меньшей степени подвержена воздействию непосредственных индустриальных выбросов. Границей раздела на малые и крупные частицы является значение эффективного диаметра частиц, равное 1 мкм. Распределение вероятности реализации значений общего содержания взвешенных малых и крупных частиц в атмосфере приведено на рисунке 4. Форма распределения не симметрична. Реализуются значения общего содержания частиц, намного превосходящие средние значения 0,029 и 0.033 для малых и крупных частиц, соответственно.

Увеличение содержания мелких частиц в зимнее время часто обусловлено формированием в восточно-европейском регионе в нижнем слое атмосферы загрязненной антропогенными выбросами обширной воздушной массы, образование и трансформация которой определяется метеорологическими и синоптическими условиями в регионе. Вследствие специфических метеорологических условий, в частности, характерными для этого сезона низкими температурными инверсиями, происходит накопление антропогенного загрязнения в нижнем слое атмосферы. В зимний период увеличиваются выбросы в атмосферу объектов энергетического профиля и коммунального хозяйства, что увеличивает степень загрязнения атмосферного воздуха. Характерные значения высоты верхней границы загрязненного слоя составляют 50 – 200 м. Загрязненная воздушная масса может охватывать территории нескольких стран.

В весенне-осенний период возрастание содержания мелких частиц часто обусловлено переносом в пограничном слое атмосферы в регион Беларуси загрязняющих примесей, источниками которых являются пожары преимущественно в западных районах России и в Украине. Характерным периодом для этих событий является март – май месяцы, Но, с разной степенью интенсивности, перенос дымов наблюдался до октября месяца [3].

Возрастание содержания крупных частиц обычно вызывается пылевой компонентой аэрозоля. Дальний перенос пыли происходит, обычно, в свободной атмосфере, преимущественно, из региона

Сахары и Аравийского полуострова. Образование пылевых частиц происходит вследствие сольтации – процесса, в котором крупные частицы перемещаются под действием ветра в горизонтальном направлении. В процессе соударения с поверхностью земли они приводят в движение более мелкие частицы и, в итоге, в атмосферу выносятся частицы размером порядка 1-10 мкм, которые могут находиться во взвешенном состоянии достаточно долго. Вместе с воздушной массой частицы пыли переносятся на большие расстояния.

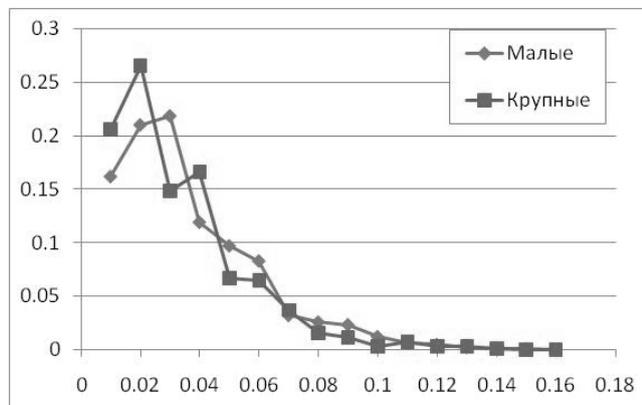


Рисунок 4 – Распределение вероятности значений общего содержания малых и крупных частиц

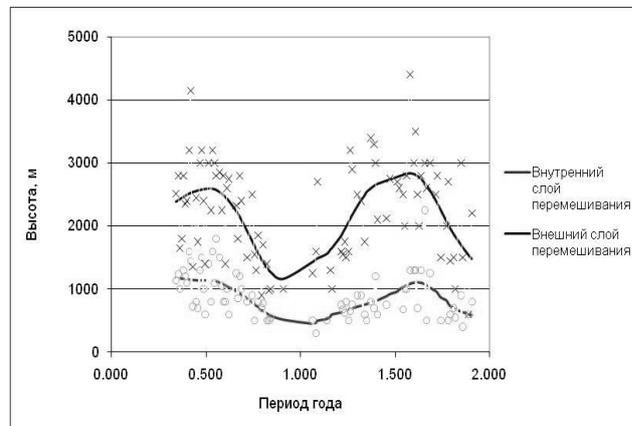


Рисунок 5 – Сезонная трансформация высоты внутреннего и внешнего слоя перемешивания

Значительная часть взвешенного вещества содержится в слое перемешивания, который часто отождествляют с атмосферным пограничным слоем. Различают внешний (верхний) и внутренний (нижний) слои перемешивания. Они были определены с помощью лазерного зондирования. Находились статистические характеристики высотного распределения показателя обратного рассеяния, который приблизительно можно считать пропорциональным концентрации аэрозоля. Результаты представлены на рис. 5. Верхняя граница слоев, по сравнению с нижней, подвержена более сильной суточной и сезонной динамике. Определяющими факторами формирования слоя перемешивания являются турбулентность и температурные инверсии. Высота слоев уменьшается в ночное время и в зимний период.

За двухлетний период исследованы характеристики взвешенных частиц в загрязненном и чистом районах г. Минска и в Березинском заповеднике локальным и дистанционными методами.

Список литературы

1. Chaikovsky, A., Dubovik, O., Holben, B. N., Thompson, A., Goloub, Ph., O'Neill, N., Sobolewski, P., Bosenberg, J., Ansmann, A., Wandinger, U. // *Optica Pura y Aplicada*. – 2004. – V. 37. – N 3. – P. 3241 – 3246.
2. Chaikovsky, A., Bril, A., Barun, V., Dubovik, O., Holben, B. N., Goloub, Ph., Sobolewski, P. // *Tenth Joint Int. Symp. On Atmosph. Fnd Ocean Optics / Atmosph. Phys. Part II: Laser Sensing and Atmosph. Phys.* / Ed. by G. Matvienko, G. Krekov: Proc. – SPIE. – 2002. – V. 5397. – P. 257 – 268.
3. Chaikovsky A., Bril A., Barun V., Dubovik O., Holben, B. N., Thompson, A., Goloub, Ph., Sobolewski, P. // *Rev. and revised papers presented at the 22 – nd Int. Laser Radar Conf. (ILRC - 2004), 12 – 16 July 2004. – Matera, Italy, 2004. – P. 345 – 348.*
4. Чайковский, А.П., Кабашников, В.П., Герменчук, М.Г., Голоуб, Ф., Дубовик, О., Жукова, О.М., Иванов, А.П., Козерук, Б.Б., Король, Я.А., Лопатин, А.Ю., Осипенко, Ф.П., Уточкина, С.П. // *Природные ресурсы*. – 2010. – № 1. – С. 95 – 108.
5. Кабашников, В.П., Чайковский, А.П., Герменчук, М.Г., Жукова, О.М., Иванов, А.П., Какарека, С.В., Козерук, Б.Б., Кузьмин, В.Н., Логинов, В.Ф., Уточкина, С.П. // *Природные ресурсы*. – 2010. – №2. – С. 105 – 112.
6. Кабашников, В.П., Метельская, Н.С., Чайковский, А.П., Герменчук, М.Г., Жукова, О.М., Иванов, А.П., Какарека, С.В., Козерук, Б.Б., Кузьмин, В.Н., Логинов, В.Ф., Уточкина, С.П. // *Природные ресурсы*. – 2011. – №1, С. 97 – 106.

А.П. Иванов, А.П. Чайковский, Ф.П. Осипенко, М.М. Король, Д.А. Савицкий – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, ivanovap@dragon.bas-net.by.

ФУНКЦИЯ РАЗМЫТИЯ СВЕТА БИОТКАНЬЮ НА ПОВЕРХНОСТИ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ

Свет, отраженный от кожи человека содержит в себе много сведений, как о структуре и составе кожного покрова, так и о свойствах крови, наличии и характере аномальных тканей в приповерхностной зоне. По нему также можно судить о глубине проникновения излучения в среду. Указанная информация нужна при поиске оптимальных условий физиотерапевтических процедур, хирургических операций с использованием лазерного луча, лучевой и фотодинамической терапии, разработке оптических методов определения структуры кожи. Одной из характеристик отраженного света является коэффициент отражения (альbedo) a_r . Существует много методик, в которых a_r используется для получения таких данных. Но в медицинской практике для массового внедрения измерений коэффициента отражения с высокой точностью в разных участках тела человека необходимы миниатюрные, легкие устройства. К сожалению существующие технические разработки не удовлетворяют этим требованиям. Биологическая ткань - сильный светорассеивающий материал. Излучение разбрасывается во всех направлениях. Поэтому наблюдается радиальное (боковое) размытие света относительно падающего луча особенно сильное в длинноволновой видимой области спектра. Даже миллиметровый лазерный пучок света превращается в широкое пятно, которое зачастую полностью не перехватывается измерителями коэффициента отражения – стандартными фотометрическими сферами или приемными оптоволоконными, что занижает регистрируемую характеристику. В настоящей работе дано аналитическое описание функции размытия излучения на поверхности кожи от мононаправленного точечного источника и с ее использованием получены выражения для определения доли отраженного света регистрируемого приемником при разных расположениях и апертурах излучателя и регистратора. Это открывает новые возможности при технической разработке миниатюрных измерителей отражательной способности кожи человека.

Для описания характеристик рассеянного света в биотканях часто используют диффузионное приближение теории переноса излучения для однородной среды или среды с освещенной отражающей границей [1]. Пределы его применимости оценены, например, в [1]. Известны также аналитические решения уравнения диффузии для слоистой среды. Однако они имеют громоздкий вид, и поэтому их использование для решения обратной задачи не очень удобно. Ниже воспользуемся результатами [1].

Для решения задачи, связанной с радиальным рассеянием света в среде, необходимо ввести понятие функции размытия светящей точки на поверхности кожи. Под функцией размытия $F(y)$ понимается отношение наблюдаемой светимости кожи в любой точке к потоку, нормально падающему на бесконечно малую площадку, на расстоянии y от места наблюдения. В рамках диффузионного приближения теории переноса излучения можно показать, что в однородной среде:

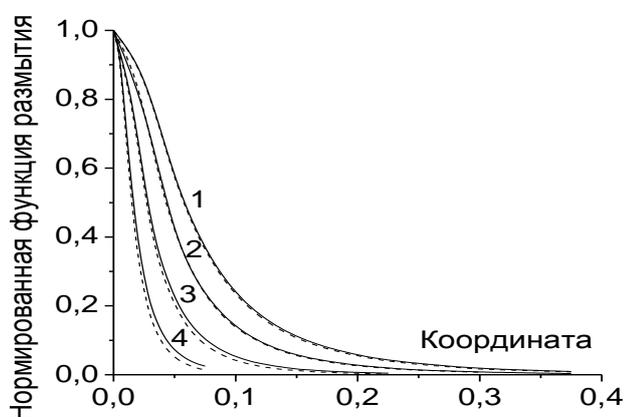
$$F(y) = \frac{zs}{4\pi(s+k)} \left[\frac{\mu + l_1^{-1} \exp -\mu l_1}{l_1^2} + \frac{2.333 \mu + l_2^{-1} \exp -\mu l_2}{l_2^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь k и $s = s'(1-g)$ – показатель поглощения и эффективный показатель ослабления среды, s' – показатель ослабления, g – средний косинус индикатрисы рассеяния). $\mu = \sqrt{3k(s+k)}$, $l_1 = \sqrt{z^2 + y^2}$,

$l_2 = \sqrt{5.444z^2 + y^2}$, $z = s + k^{-1}$. Будем считать, что рассеивающей средой является дерма кожи, для которой применима формула (1). Спектры k и s даны, например, в [2, 3]. Границей является система в виде рогового слоя с эпидермисом. Поскольку оптическая толщина такой системы невелика, то в ней можно пренебречь размытием излучения в стороны. Она является для дермы только своеобразным ослабителем света. Легко показать, что коэффициент ослабления такой системы равен $\Pi = t/(1 - A_2A_3)$. Здесь A_2, A_3 – коэффициенты отражения границы внутрь среды и дермы при их диффузном освещении; t – произведение коэффициентов пропускания границы при ее направленном и диффузном освещении. Методика расчета A_2, A_3, t изложена в [4, 5]. Очевидно, что функция размытия от всего кожного покрова есть:

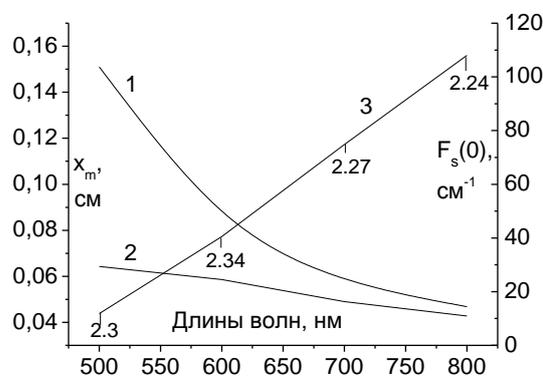
$$F_s(y) = \Pi F(y). \quad (2)$$

Хотя формы радиального распределения $F_s(y)$ и $F(y)$ всегда совпадают между собой, отношение этих функций меняется по спектру вследствие зависимости Π от λ .



1 – $\lambda = 800$ нм, 2 – 700, 3 – 600, 4 – 500; сплошные линии – компоненты кожи, обуславливающие максимальный коэффициент отражения, прерывистые – минимальный

Рисунок 1 – Нормированная функция размытия точки светимости кожи



Кривые 1 и 2 – функции $F(0)$, соответствующие максимальному и минимальному отражению света от кожи, масштаб по оси ординат справа.

Кривая 3 – x_m , масштаб слева

Рисунок 2 – Функция $F(0)$ и расстояния x_m , на которых нормированная функция размытия равна 0.1

Исследуем свойства функции размытия от кожного покрова. Рассмотрены крайние типичные случаи кожи, имеющей минимальные концентрации кровеносных капилляров 0,01 и меланина 0,04 и максимальные 0,04 и 0,16 соответствующих компонент. Зная оптические свойства гемоглобина, меланина, ткани – основы рассчитаны показатели k и s , входящие в (2) при толщине эпидермиса 50 мкм, степени оксигенации крови 0,75, гематокрите 0,4, концентрации гемоглобина в эритроцитах 0,25. Этим случаям соответствует наибольший перепад спектральных кривых коэффициентов отражения от кожи. На рис. 1 построены нормированные при $y=0$ функции $F_s(y)$. Видно, что с ростом длины волны λ функция размытия расширяется. Влияние концентрации крови и меланина на нее незначительно, особенно в красной области спектра. Но это касается только нормированных функций. На рис. 2 приведен пример абсолютных значений $F_s(0)$ для кожи, имеющей минимальные и максимальные концентрации оптически активных компонент. Различия между функциями размытия в нуле, а следовательно и на других расстояниях, велики. Используя полученные на рис. 1 данные, можно определить те расстояния от точечного источника x_m , на которых светимость падает в m раз. На рис. 2 приведен пример зависимости x_m от λ (кривая 3), когда

$m=0,1$, а объемные концентрации крови и меланина небольшие и соответственно равны 0,01 и 0,04. Естественно, что согласно рис. 1, при большем поглощении света зависимость $x_{m(\lambda)}$ изменится мало. Объясним отмеченные на рис. 1 особенности. Согласно теории переноса света, в диффузионном приближении свойства нормированной функции размытия зависят только от оптической координаты $\tau = \epsilon y$ (а не геометрической y) и вероятности выживания фотона $\Lambda = \sigma/\epsilon$, где показатель ослабления $\epsilon = s+k$ относится к дерме. Поэтому сплошные и прерывистые кривые при λ равных 800 и 700 нм практически совпадают, потому что здесь нет ощутимых различий в Λ и ϵ (а, следовательно, и τ). При 600 и 500 нм сплошные кривые слегка выше прерывистых, что связано только с разными Λ . Если бы вероятность выживания фотона в рассмотренных случаях была постоянной, то все нормированные кривые функции размытия в зависимости от оптической координаты совпали между собой. У кривой 3 рис. 2 при нескольких длинах волн указаны значения оптических координат, на которых реализуется $0,1 F_s(0)$. Приблизительно можно считать, что при $\tau = 2,3$ светимость падает в 10 раз.

Зная аналитическое выражение функции размытия и спектральные значения входящих в нее оптических компонент, перейдем к определению доли отраженного света регистрируемого приемником при разных расположениях и апертурах излучателя и регистратора, которую назовем альбедо приемника a . Пусть на кожу по нормали к поверхности падает пучок света, имеющий в сечении форму круга радиуса r_0 (апертура источника). Он создает равномерную освещенность E . Приемник излучения фиксирует свет с круговой поверхности радиуса R_0 (апертура приемника). Рассматривается типичный случай $R_0 \geq r_0$. Расстояние между центрами кругов назовем базой b . Можно реализовать шесть ситуаций с базой b : I $b = 0$ II $0 \leq b \leq R_0 - r_0$ и $b \leq r_0$ III $0 \leq b \leq R_0 - r_0$ и $b \geq r_0$ IV $R_0 - r_0 \leq b \leq r_0$ V $r_0 \leq b \leq r_0 + R_0$ VI $r_0 + R_0 \leq b$ 3 Расчеты показывают, что в самом общем случае:

$$a = \frac{A_1 \left[2 \int_{r_0-b}^{R_0} x \alpha_1(x) dx + \pi r_0 - b^2 \right] + 4\pi \int_0^{r_0-b} x dx \int_0^\pi d\beta \int_0^{y_1(\beta,x)} y F_k(y) dy + 4 \int_{r_0-b}^{R_0} \alpha_1 x x \int_0^\pi d\beta \int_0^{y_1 \beta,x} y F_k y dy}{\pi r_0^2} + \frac{4 \int_{R_0}^{r_0+b} \alpha_1 x x \int_0^{\arcsin \frac{R_0}{x}} d\beta \int_{y_0 \beta,x}^{y_1 \beta,x} y F_k y dy}{\pi r_0^2} . \quad (3)$$

$$\text{Здесь } y_0 \beta, x = \frac{R_0 \sin \left[\arcsin \frac{x \sin \beta}{R_0} - \beta \right]}{\sin \beta}, \quad y_1 \beta, x = \frac{R_0 \sin \left[\pi - \beta - \arcsin \frac{x \sin \beta}{R_0} \right]}{\sin \beta},$$

$$\alpha_1(x) = 2 \arctg \frac{L(x)}{p(x) - r_0}, \quad p(x) = \frac{b + x + r_0}{2}, \quad L(x) = \sqrt{\frac{(p(x) - r_0)(p(x) - x)(p(x) - b)}{p(x)}}.$$

Из формулы (3) вытекают все указанные ситуации.

Таблица 1 – Сравнение значений a с a_0 при разных базах b

Концентрация крови и меланина	b, см					
	0	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8
0,01 0,04	0,54	0,54	0,51	0,36	0,15	0,028
	0,92	0,91	0,87	0,62	0,25	0,043
0,04 0,16	0,41	0,41	0,39	0,26	0,11	0,019
	0,93	0,92	0,88	0,59	0,25	0,043

Напомним, что (3) описывает условное альbedo в измерительной системе, которое занижено по сравнению с реальным альbedo кожи a_r вследствие размытия в ней света в радиальных направлениях и возможного несовмещения апертур излучательного и приемного трактов. В таблице проведено сопоставление значений a с a_r в разных ситуациях для $\lambda = 800$ нм. В ней рассмотрены те же ситуации, что и при анализе функции размытия точки: крайние типичные характеристики кожи, а апертуры $r_0 = 0,3$ см, $R_0 = 0,5$ см. Для минимальных и максимальных концентраций хромофоров значения a_r равны 0.591 и 0.439. В каждой клетке верхнее число есть a , а нижнее - $\gamma = a/a_r$. Естественно, что с увеличением расстояния между центрами апертур, регистрируемый сигнал уменьшается. Поэтому уменьшается и отношение γ . Таблица позволяет оценить те условия постановки эксперимента, при которых еще можно определить с достаточной точностью коэффициент отражения кожи в красной области спектра. Формула (3) дает возможность решать некоторые обратные задачи, когда измеряется не полный коэффициент отражения, а только его часть. При условии VI ее можно использовать в методе спектроскопии с пространственным разрешением.

Получено аналитическое выражение для функции размытия точки в коже человека. Рассчитана доля регистрируемого отраженного света при разных условиях эксперимента.

Список литературы

1. Зега, Э.П., Иванов, А.П., Кацев, И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. – Минск: Наука и техника, 1975. – 327 с.
2. Тучин, В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд. Саратов. ун-та, 1998. – 383 с.
3. Барун, В.В., Иванов, А.П. // Опт. спектр. – 2006. – Т.100, № 1. – С. 149 – 157.
4. Барун, В.В., Иванов, А.П., Волотовская, А.В., Улащик, В.С. // ЖПС. – 2007. – Т. 74, № 3. – С. 387 – 394.
5. Барун, В.В., Иванов, А.П. // Кв. электр. 2010. – Т. 40, № 4. – С. 371 – 376.

А.П. Иванов, В.В. Барун – Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, ivanovap@dragon.bas-net.by.

УДК 535.247

А.В. Исаевич, А.В. Холенков

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ ЭТАЛОНА ДЛЯ ВОСП

В настоящее время волоконно-оптические системы связи и передачи информации (ВОСП) являются основным направлением развития телекоммуникационных систем. Данная работа посвящена исследованиям энергетических характеристик источников оптического излучения создаваемого в Беларуси эталона единиц средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения для ВОСП.

В качестве источников лазерного излучения в эталоне используются лазерные диоды с длинами волн 655, 852, 1309, 1547 и 1627 нм, конструктивно выполненные в виде единого блока стабилизированных источников излучения. Стабилизация мощности лазерного излучения осуществляется за счет поддержания постоянной температуры лазерных диодов с помощью термоэлектрических охладителей и использования специальных схем стабилизации.

Схема эталона предполагает, что неопределенность передачи единицы мощности лазерного излучения калибруемым средствам измерения напрямую зависит от стабильности мощности источников лазерного излучения. Стабильность мощности характеризуется относительной

статистической флуктуацией мощности ΔP за интервал времени измерения выбранного типа стабильности, которую вычисляют по формуле [1]:

$$\Delta P = \frac{2s}{\bar{P}}, \quad (1)$$

где $\bar{P} = \frac{\sum_{i=1}^n P_i}{n}$ – среднее значение мощности и $s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (P_i - \bar{P})^2}{n-1}}$ – стандартное отклонение.

Наряду с относительной статистической флуктуацией для оценки стабильности мощности согласно стандарта [2] может применяться величина ΔP^* , рассчитываемая по формуле:

$$\Delta P^* = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}. \quad (2)$$

Измерения долговременной стабильности мощности излучения (3600 измерений мощности в течение 1 ч.) проводились в соответствии со стандартом [1] для минимального и максимального уровней накачки, а также для уровня накачки, обеспечивающего мощность лазерного излучения 1 мВт на выходе оптоволокна. В качестве измерителя мощности лазерного излучения использовалась измерительная головка фирмы Orpig с установленным на нее переходником-адаптером для подключения оптоволокна. Для подачи на головку лазерного излучения использовалось многомодовое (на длине волны 852 нм) либо одномодовое (на длинах волн 1309, 1547 и 1627 нм) оптоволокно с коннектором FC/UPC. Результаты измерения долговременной стабильности мощности излучения лазеров эталона при разных уровнях накачки представлены в таблице 1. Видно, что наилучшая стабильность мощности излучения наблюдается при среднем уровне накачки, ухудшаясь более чем на порядок для минимального и максимального уровней накачки. При этом полученные лучшие значения относительной статистической флуктуация мощности для одночастотных лазеров (длины волн 1309, 1547 и 1627 нм) не превышают 0,003 % и для многомодовых – 0,024 %.

Таблица 1 – Результаты измерения долговременной стабильности мощности лазерного излучения

Минимальный уровень накачки						
Длина волны	P_{\min} , мкВт	P_{\max} , мкВт	\bar{P} , мкВт	s , нВт	ΔP , %	ΔP^* , %
852 нм	106,2	106,6	106,4	88,51	0,166	0,188
1309 нм	412	413	413	4,28	0,002	0,121
1547 нм	500	501	501	185,00	0,074	0,100
1627 нм	235,8	236,2	235,9	55,55	0,047	0,085
Средний уровень накачки						
Длина волны	P_{\min} , мВт	P_{\max} , мВт	\bar{P} , мВт	s , мкВт	ΔP , %	ΔP^* , %
852 нм	1,007	1,021	1,014	2,29	0,452	0,690
1309 нм	1,009	1,010	1,010	0,017	0,003	0,050
1547 нм	1,016	1,016	1,016	0,007	0,001	0,008
1627 нм	1,003	1,003	1,003	0,006	0,001	0,006
Максимальный уровень накачки						
Длина волны	P_{\min} , мВт	P_{\max} , мВт	\bar{P} , мВт	s , мкВт	ΔP , %	ΔP^* , %
852 нм	1,459	1,47	1,463	2,25	0,306	0,376
1309 нм	11,10	11,14	11,12	5,04	0,091	0,180
1547 нм	12,83	12,84	12,84	0,67	0,010	0,039
1627 нм	6,81	6,82	6,818	3,68	0,108	0,073

При передаче лазерного излучения наряду с оптоволоконном могут использоваться оптоволоконные оптические разветвители. В таблице 2 приведены результаты измерения долговременной стабильности мощности при использовании различных схем передачи излучения от источника на измеритель мощности.

Все используемые в эталоне разветвители имеют по два входа и выхода с коннекторами типа FC/APC либо FC/UPC, обеспечивают коэффициент деления 50/50 и изготовлены из одномодового оптического волокна, имеющего окна прозрачности на длинах волн 1310 и 1550 нм. В отличие от коннектора FC/UPC, где торец оптического волокна шлифуется под прямым углом, в коннекторах FC/APC торец оптического волокна шлифуется под углом 8°, что существенно уменьшает обратное (паразитное) отражение от торца оптоволоконка.

При использовании разветвителя с коннектором FC/UPC стабильность составляет 1,463 % (на длине волны 1309 нм), 2,220 % (1547 нм) и 0,856 % (1627 нм), что существенно хуже, чем при подключении одномодового волокна (максимум 0,003 % на длине волны 1309 нм). При подключении последовательно оптоволоконка и разветвителя стабильность составляет максимум 0,174 % (1547 нм), что хуже, чем при подключении оптоволоконка, но значительно лучше, чем при подключении одного разветвителя. При этом в случае обратного порядка подключения (последовательно разветвитель, а затем оптоволоконно) стабильность мощности сравнима со стабильностью при подключении одного разветвителя.

Таблица 2 – Результаты измерения долговременной стабильности мощности лазерного излучения при использовании разветвителей

Схема подключения	P_{\min} , мкВт	P_{\max} , мкВт	\bar{P} , мкВт	s , мкВт	ΔP , %	ΔP^* , %
1309 нм						
оптоволоконно	1,009	1,010	1,010	0,017	0,003	0,050
разветвитель FC/UPC	0,959	1,044	1,003	7,337	1,463	4,244
оптоволоконно + разветвитель FC/UPC	1,005	1,007	1,006	0,615	0,122	0,099
разветвитель FC/UPC+оптоволоконно	0,967	1,073	1,022	12,57	2,460	5,196
разветвитель FC/APC	1,011	1,015	1,013	1,023	0,202	0,197
оптоволоконно + разветвитель FC/APC	0,974	1,067	0,998	16,67	3,339	4,557
разветвитель FC/APC+оптоволоконно	1,013	1,015	1,015	1,014	1,290	0,099
1547 нм						
оптоволоконно	1,016	1,016	1,016	0,006	0,001	0,009
разветвитель FC/UPC	0,962	1,079	1,018	11,3	2,220	5,732
оптоволоконно + разветвитель FC/UPC	1,013	1,017	1,015	0,884	0,174	0,197
разветвитель FC/UPC+оптоволоконно	0,996	1,02	1,008	3,781	0,750	1,190
разветвитель FC/APC	1,019	1,02	1,02	0,158	0,031	0,049
оптоволоконно + разветвитель FC/APC	1,005	1,009	1,007	0,856	0,170	0,199
разветвитель FC/APC+оптоволоконно	1,015	1,015	1,015	0,009	0,001	0,015
1627 нм						
оптоволоконно	1,003	1,003	1,003	0,021	0,002	0,007
разветвитель FC/UPC	0,993	1,052	1,021	4,372	0,856	5,941
оптоволоконно + разветвитель FC/UPC	1,022	1,025	1,023	0,528	0,103	0,294
разветвитель FC/UPC+оптоволоконно	0,997	1,037	1,011	3,355	0,664	4,012
разветвитель FC/APC	1,002	1,005	1,003	1,080	0,215	0,299
оптоволоконно + разветвитель FC/APC	0,681	0,752	0,708	12,13	3,428	10,426
разветвитель FC/APC+оптоволоконно	1,004	1,008	1,007	0,930	0,185	0,398

Иная картина наблюдается при использовании разветвителя с разъемом FC/APC. Относительная статистическая флуктуация мощности составляет 0,202 % (1309 нм), 0,031 % (1547 нм) и 0,215 % (1627 нм), что существенно меньше (в 4 и более раз), чем при использовании разветвителя с коннектором FC/UPC.

С целью установления природы флуктуаций мощности, возникающих при использовании разветвителей, были проведены одновременные измерения мощности на двух выходах с коннекторами FC/UPC разветвителя, имеющего коэффициент деления деления 50/50, излучение при этом подавалось только на один из входов. Временные зависимости мощности на длине волны 1309 нм представлены на рисунке 1.

Как видно из рисунка 1, флуктуации мощности на выходе 1 (а) противоположны флуктуациям на выходе 2 (b), при этом суммарная мощность излучения остается неизменной. Таким образом, было сделано предположение, что флуктуации мощности на выходах разветвителя обусловлены хаотическим перераспределением мощности между каналами разветвителя под влиянием обратной связи, возникающей вследствие переотражений от торца коннектора при введении лазерного излучения в коннектор напрямую от источника излучения. В таком случае находит объяснение тот факт, что при использовании разветвителей с коннекторами FC/APC относительная статистическая флуктуация флуктуации мощности в 4 и более раз меньше, чем при использовании разветвителей с коннекторами FC/UPC.

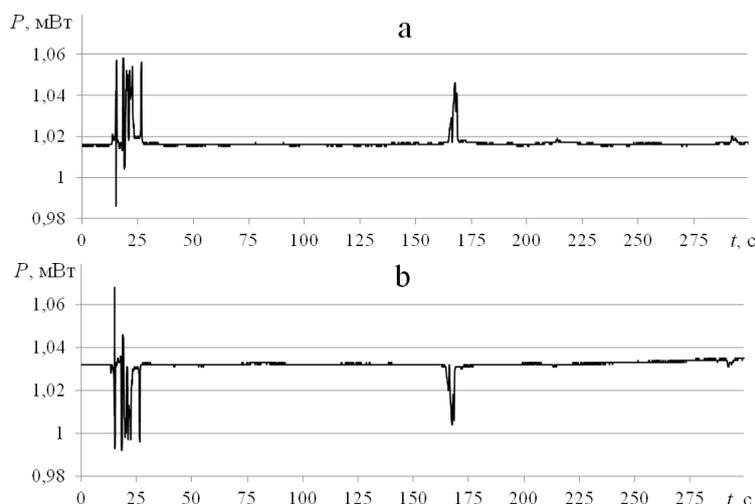


Рисунок 1 – Временные зависимости мощности лазерного излучения на выходах разветвителя

В работе приведены результаты исследований энергетических характеристик излучения лазерных диодов с длинами волн 852, 1309, 1547 и 1627 нм. Результаты измерений показывают, что относительная статистическая флуктуация мощности одномодовых лазеров при наиболее благоприятных условиях составляет менее 0,003 % и может существенно (до 3 % и более) увеличиваться при использовании оптических волокон и разветвителей.

Список литературы

1. ГОСТ ИСО 11554–2007: Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения мощности, энергии и временных характеристик лазерного излучения. – Введ. 01.06.08. – Минск: Госстандарт, 2008. – 19 с.
2. ГОСТ 25786-83: Лазеры. Методы измерений средней мощности, средней мощности импульса, относительной нестабильности средней мощности лазерного излучения. – Введ. 01.07.84. – Москва: Издательство стандартов, 1983. – 24 с.

А.В. Исаевич, А.В. Холенков – Институт физики НАН Беларуси, Минск, isaevich@dragon.bas-net.by.

МИНИМИЗАЦИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ КАЛИБРОВКИ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Высокая точность измерений и широкий динамический диапазон современных измерителей мощности лазерного излучения (ЛИ) предъявляют повышенные требования к установкам для их калибровки, которые должны обеспечить передачу размера единицы средней мощности лазерного излучения калибруемым средствам измерений (СИ) в определенном динамическом и спектральном диапазоне с минимальной неопределенностью. Калибровка измерителей мощности ЛИ проводится путем облучения оптическим излучением приемных устройств как испытуемого измерителя, так и калиброванного измерителя мощности ЛИ с известной неопределенностью (эталонный измеритель) и передачи результата измерения эталонным измерителем испытуемому измерителю.

Суммарная стандартная неопределенность калибровки СИ мощности ЛИ определяется тремя основными составляющими: стандартной неопределенностью эталонного измерителя и стандартными неопределенностями, обусловленными калибровочной установкой и самим калибруемым СИ. Каждая из этих составляющих в свою очередь складывается из ряда неопределенностей, вызванных различными причинами. В данной работе исследованы стабильность мощности и спектральные характеристики лазеров, используемых в создаваемой в Институте физики НАН Беларуси установке для калибровки СИ мощности ЛИ (УКСИМ). Эти характеристики ЛИ оказывают существенное влияние на суммарную стандартную неопределенность калибровки СИ мощности ЛИ.

Для уменьшения неопределенности калибровки СИ мощности ЛИ калибровочная установка должна обладать высокостабильными источниками ЛИ с достаточно большим набором определенных длин волн. Основными параметрами лазеров, которые необходимо учитывать при их выборе, являются в первую очередь динамический и спектральный диапазоны выходной мощности ЛИ, стабильность мощности излучения, характеристики надежности. Немалую роль при выборе лазеров представляют спектральный состав и поляризация излучения, спектральная ширина полосы излучения, пространственные характеристики пучка ЛИ.

В установке УКСИМ используется набор лазеров, позволяющий получать лазерное излучение в широком динамическом диапазоне в спектральной области от 0,4 до 10,6 мкм. Такой набор источников ЛИ был определен на основании более чем десятилетнего опыта проведения калибровки СИ мощности ЛИ с учетом потребностей заказчиков. Используемые в УКСИМ лазеры и их основные характеристики представлены в таблице 1.

Согласно требований стандарта [1] стабильность мощности ЛИ характеризуется относительной статистической флуктуацией мощности ΔP за интервал времени измерения выбранного типа стабильности, которую вычисляют по формуле:

$$\Delta P = \frac{2s}{\bar{P}}, \quad (1)$$

где $\bar{P} = \frac{\sum_{i=1}^n P_i}{n}$ – среднее значение мощности, $s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (P_i - \bar{P})^2}{n-1}}$ – стандартное отклонение, n – количество измерений.

Таблица 1 – Характеристики источников ЛИ

Модель лазера	Средняя мощность, Вт	Долговременная стабильность, %	Длина волны, нм
МЛ800-0405-100	0,005 – 0,1	0,1 – 1,0	400
МЛ800-0447-700	0,005 – 0,7	0,02 – 0,08	450
LCS-DTL-322	0,005 – 2,1	0,8 – 1,8	532
LRD-635-TFM-200-01	0,27	0,49	635
56ICS153	0,03	0,1	662
МЛ800-0750-1000	0,005 – 1,1	0,1 – 0,3	750
MDL-N-808nm-10W	0,1 – 10,5	0,15 – 0,8	808
ATC-C3000-500-AMF-975-10	0,01 – 3,0	0,9 – 3,0	975
LCS-DTL-318	0,005 – 0,5	0,13 – 0,86	1064
IRCL-075-1340S	0,08	0,86	1340
LRD-1560-NFM-00500-03	0,69	0,76	1560
Firestar V30	0,1 – 59,2	<2,0	10600

При калибровке СИ мощности ЛИ наибольшее влияние на суммарную стандартную неопределенность калибровки имеет долговременная стабильность. Измерения долговременной стабильности мощности излучения лазеров (3600 измерений мощности в течение 1 часа) проводились в соответствии с требованиями стандарта [1] для различных уровней накачки. На рис.1 представлены результаты измерения средней мощности ЛИ в течение одного часа лазерного модуля МЛ800-0405-100, а в таблице 1 долговременная стабильность мощности используемых в установке УКСИМ лазеров. Видно, что используемые в установке лазеры обладают высокой стабильностью мощности излучения.

Чувствительность современных измерителей энергетических характеристик ЛИ достаточно сильно зависит от длины волны и спектрального состава излучения. Особенно сильно такая зависимость наблюдается для фотодиодных измерителей мощности, основанных на преобразовании энергии фотонов оптического излучения в электрический сигнал. Поэтому калибровка таких измерителей должна осуществляться с использованием источников ЛИ, длины волн излучения которых незначительно отличаются от рабочих длин волн излучения, на которых осуществляется эксплуатация СИ средней мощности ЛИ.

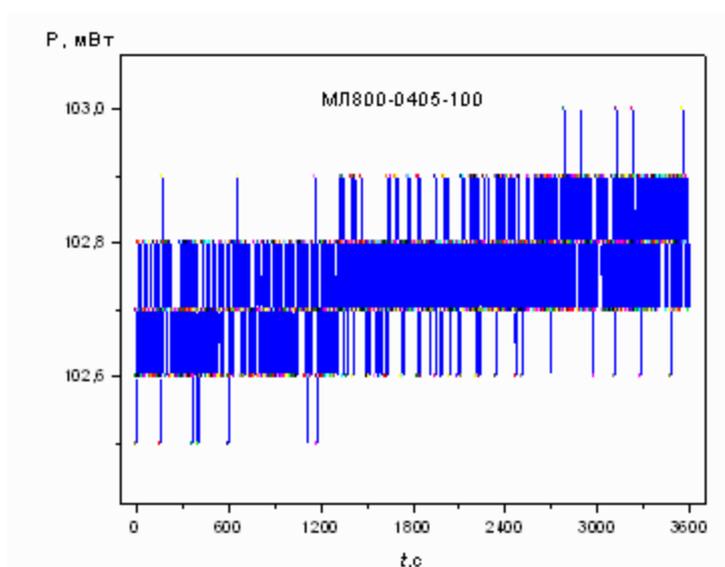


Рисунок 1 – Зависимость мощности ЛИ от времени генерации

Подтверждением этому являются результаты измерения средней мощности ЛИ лазерных модулей МЛ800-0405-100 с длиной волны 400 нм, МЛ800-0447-700 с длиной волны 450 нм и МЛ800-0750-1000 с длиной волны 750 нм. Измерения проводились с помощью эталонного измерителя установки УМНЛИ, а также измерителя «Laser Star» фирмы «Ophir Optronics» с измерительными фотодиодными детекторами PD300-SH, PD300-3W-V1, PD300-UV-SH и термоэлектрическими детекторами 10A-P-V2-SH и 30A-SH-V1. При измерении мощности ЛИ с длиной волны 750 нм показания эталонного измерителя и измерителя «Laser Star» различными измерительными детекторами отличались не более чем на 2 %. Для ЛИ с длинами волн 400 и 450 нм эти различия для фотодиодных детекторов PD300-SH, PD300-3W-V1 превышали 10 %.

Измерения спектральных характеристик лазеров установки УКСИМ проводились в соответствии с требованиями стандарта [2] с использованием комплекса установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения [3]. На рис. 2 представлено спектральное распределение плотности мощности излучения лазерного модуля МЛ800-0750-1000 с длиной волны 750 нм при разных уровнях выходной мощности ЛИ. Видно, что с увеличением мощности генерации происходит изменение структуры спектра излучения, а также сдвиг спектра в длинноволновую область, обусловленный температурным изменением ширины запрещенной зоны активной среды лазера и дисперсионно-температурной зависимостью эффективного показателя преломления оптического микрорезонатора.

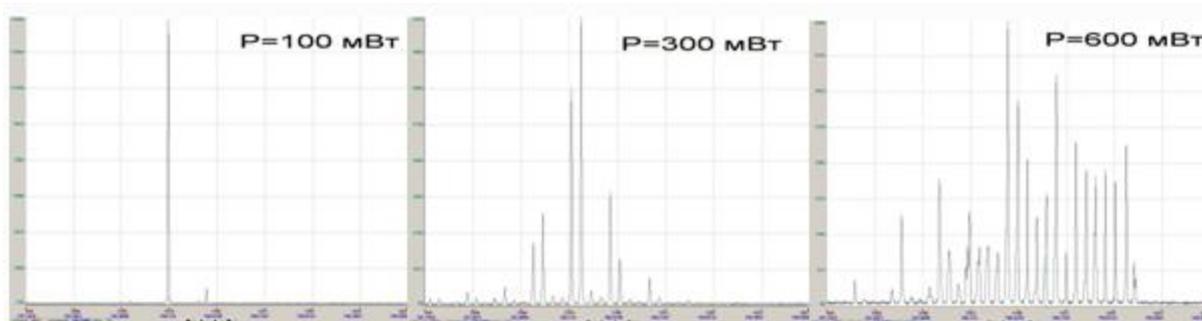


Рисунок 2 – Спектры излучения лазерного модуля МЛ800-0750-1000 при различных мощностях излучения

Сдвиг спектра при изменении мощности ЛИ составляет несколько нанометров и для ряда лазеров длина волны практически линейно возрастает с увеличением мощности (рис. 3). Такое изменение длины волны излучения необходимо учитывать при измерениях мощности ЛИ.

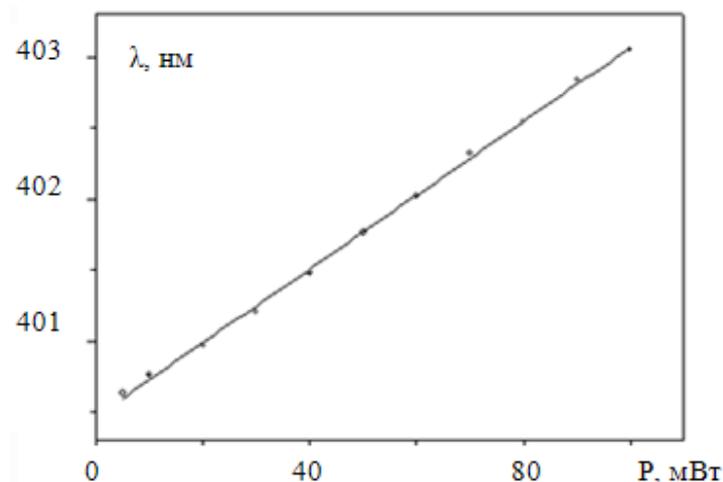


Рисунок 3 – Зависимость центральной длины волны излучения лазерного модуля МЛ800-0405-100 от мощности ЛИ

В работе приведены результаты исследований стабильности мощности и спектральных характеристик излучения лазеров, используемых в создаваемой в Институте физики НАН Беларуси установке для калибровки средств измерений мощности лазерного излучения. Показано влияние указанных характеристик на суммарную стандартную неопределенность калибровки средств измерений мощности лазерного излучения.

Список литературы

1. ГОСТ ИСО 11554–2007: Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения мощности, энергии и временных характеристик лазерного излучения. – Введ. 01.06.08. – Минск: Госстандарт, 2008. – 19 с.
2. СТБ ИСО 13695-2005. Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний при определении спектральных характеристик лазеров. – Минск.: Госстандарт Республики Беларусь, 2006. – 22 с.
3. Исаевич, А.В., Черников, В.С., Холенков, А.В. Комплекс установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. физ.-мат. науки. – 2008. – № 6. – С. 137 – 145.

А.В. Исаевич, Е.А. Круплевич – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, e.kruplevich@dragon.bas-net.by.

УДК 535.247

А.В. Исаевич, А.В. Холенков

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭТАЛОНА ДЛЯ ВОСП

В настоящее время широко используются волоконно-оптические системы связи и передачи информации (ВОСП) с временным и спектральным уплотнением, в которых информация передается по нескольким каналам, каждый из которых работает на своей длине волны, отстоящей от соседней менее чем на 0,4 нм. Соответственно для таких систем требуются лазеры, имеющие узкие спектральные линии излучения, длины волн которых определены с высокой точностью.

В данной работе приводятся результаты исследования спектральных характеристик источников оптического излучения создаваемого в Беларуси эталона единиц средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения для ВОСП. Создание эталона с учетом рекомендаций международных стандартов не только обеспечит единство измерений параметров ВОСП, но также и позволит повысить требования к метрологическим характеристикам компонент создаваемого оборудования и, прежде всего, к источникам излучения.

В качестве источников лазерного излучения в эталоне используются лазерные диоды с длинами волн 655, 850, 1309, 1547 и 1628 нм, конструктивно выполненные в виде единого блока стабилизированных источников излучения. Стабилизация мощности лазерного излучения осуществляется за счет поддержания постоянной температуры лазерных диодов с помощью термоэлектрических охладителей и использования специальных схем стабилизации.

Измерения спектральных характеристик лазеров эталона проводились в соответствии со стандартом [1] с использованием комплекса установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения [2]. На рис. 1а представлено спектральное распределение плотности мощности излучения лазера с длиной волны 1309 нм при разных уровнях выходной мощности, полученное с помощью эшелле спектрометра. Видно, что с увеличением мощности генерации происходит сдвиг спектра излучения в длинноволновую область, обусловленный температурным изменением ширины

запрещенной зоны активной среды и дисперсионно-температурной зависимостью эффективного показателя преломления оптического микрорезонатора. При увеличении тока накачки от минимального до максимального значения спектр излучения смещается на 236 пм. Ширина спектра излучения лазера практически не меняется при изменении тока накачки и ее значение менее аппаратной ширины эшелле-спектрометра, равной 20 пм. Использование сканирующего интерферометра Фабри-Перо, область свободной дисперсии которого составляет 1,5 ГГц, позволило измерить ширину спектра излучения лазера. Из представленной на рис. 1b интерферограммы видно, что спектр излучения состоит из одной компоненты, ширина которой составляет 32 фм.

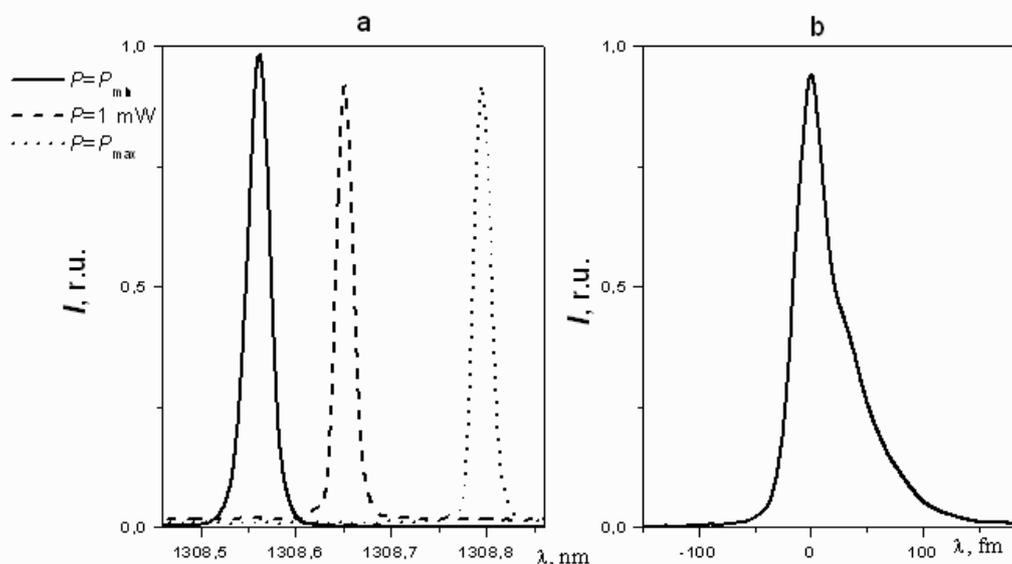


Рисунок 1 – Спектры излучения лазера с длиной волны $\lambda=1309$ нм, полученные с помощью эшелле спектрометра (a) и сканирующего интерферометра Фабри-Перо (b)

Значительно более сложное спектральное распределение плотности мощности излучения у лазера с длиной волны 1547 нм (рис. 2). При увеличении тока накачки сдвиг спектра у этого лазера составляет 570 пм, кроме того, происходит увеличение ширины спектра, которая при максимальном токе накачки составляет 86 пм (рис. 2a). Исследование спектрального распределения плотности мощности излучения этого лазера с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо, область свободной дисперсии которого составляет 1,5 ГГц, показывает, что спектр излучения состоит из набора спектральных компонент с ширинами менее 36 фм (рис. 2b), суммарная ширина которых превышает 12 пм (область свободной дисперсии интерферометра).

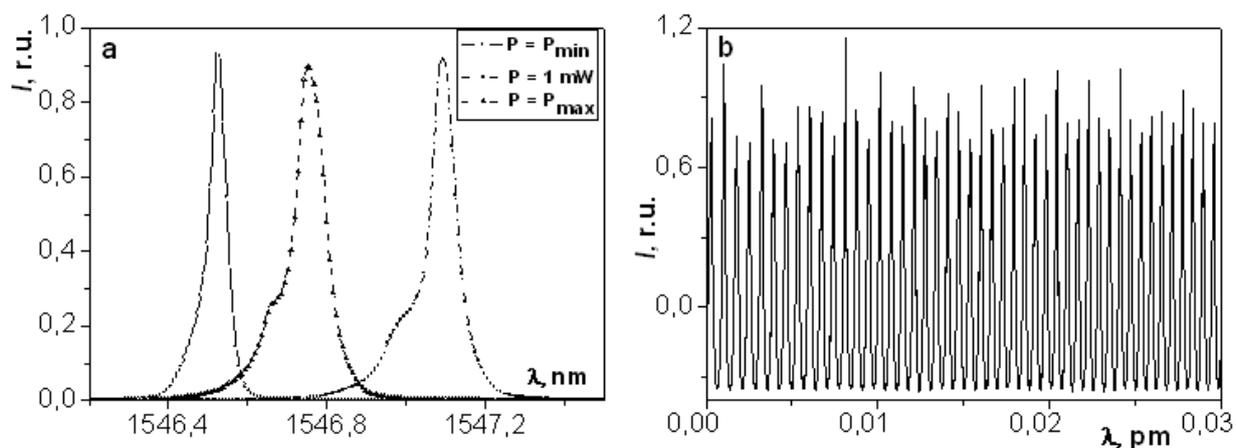


Рисунок 2 – Спектры излучения лазера с длиной волны $\lambda=1547$ нм, полученные с помощью эшелле спектрометра (a) и сканирующего интерферометра Фабри-Перо (b)

При минимальной мощности излучения спектр излучения лазера с длиной волны 1627 нм состоит из набора спектральных компонент, суммарная ширина которых составляет около 5 пм (рис. 3б). При увеличении тока накачки происходит сдвиг спектра в длинноволновую область на 680 пм, а также изменяется вид спектрального распределения плотности мощности излучения и увеличивается до 400 пм ширина спектра излучения (рис. 3а).

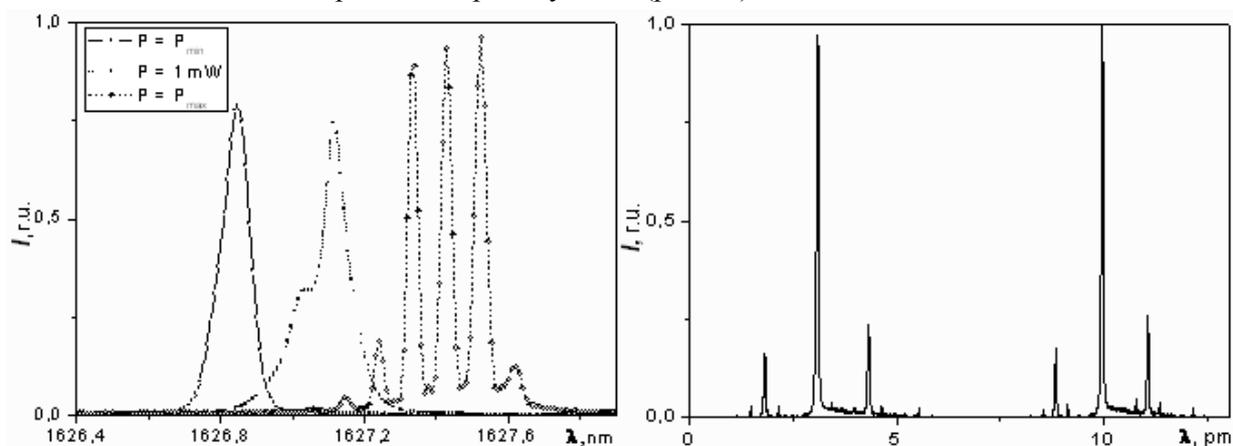


Рисунок 3 – Спектры излучения лазера с длиной волны $\lambda=1627$ нм, полученные с помощью эшелле спектрометра (а) и сканирующего интерферометра Фабри-Перо (б)

Спектр излучения многомодового лазера с длиной волны 852 нм при минимальном токе накачки состоит из двух спектральных компонент шириной менее 20 пм каждая, отстоящих друг от друга на расстоянии 37,5 пм, причем интенсивность коротковолновой компоненты составляет не более 25 % от интенсивности длинноволновой (рис. 4 а). При увеличении тока накачки происходит сдвиг этих двух спектральных компонент в длинноволновую область, а в коротковолновой части спектра появляются набор дополнительных спектральных компонент, интенсивность которых возрастает с увеличением тока накачки, при этом ширина спектра при максимальной мощности излучения достигает 3 нм (рис. 4 б).

При создании эталона особое внимание уделялось временной стабильности спектральных характеристик излучения лазеров. Проведенные исследования спектральных характеристик излучения лазеров в течение девяти часов непрерывной работы показали, что вид спектрального распределения мощности излучения с течением времени не изменяется. Вместе с тем, несмотря на поддержание постоянной температуры лазерных диодов с помощью термоэлектрических охладителей и использования специальных схем стабилизации, наблюдается в течение 100 минут от момента включения лазера смещение спектра излучения в длинноволновую область приблизительно на 40 пм. В дальнейшем вид и положение спектра остаются практически неизменными.

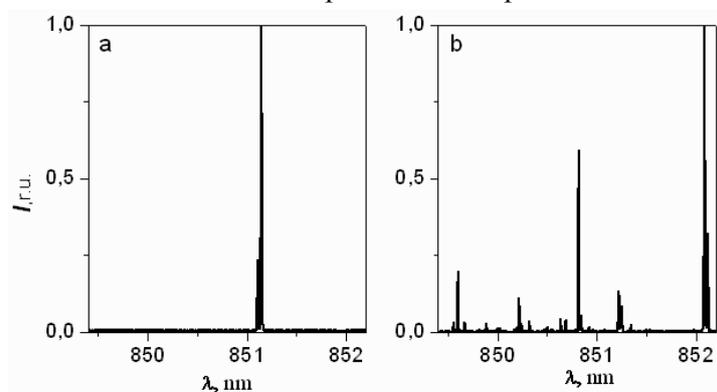


Рисунок 4 – Спектр излучения лазера с длиной волны $\lambda=852$ нм при минимальной (а) и максимальной (б) мощности излучения

Проведенные исследования спектральных характеристик излучения лазеров позволят уменьшить неопределенности воспроизведения единицы средней мощности и длины волны лазерного излучения эталоном единиц средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения.

В работе приведены результаты измерений спектральных характеристик излучения лазерных диодов с длинами волн 852, 1309, 1547 и 1627 нм. Установлено, что с увеличением тока накачки у исследуемых лазеров происходит сдвиг спектров излучения на 236-680 пм в длинноволновую область, изменяется вид спектрального распределения плотности мощности излучения и увеличение ширины спектров излучения.

Список литературы

1. СТБ ИСО 13695-2005. Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний при определении спектральных характеристик лазеров. – Минск.: Госстандарт Республики Беларусь. – 2006. – 22 с.
2. Исаевич, А.В., Черников, В.С., Холенков, А.В. Комплекс установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. физ.-мат. науки. – 2008. – № 6. – С. 137 – 145.

А.В. Исаевич, А.В. Холенков – Институт физики НАН Беларуси, Минск, isaevich@dragon.bas-net.by.

УДК 533.9.08;535.33;543.42

К.Ю. Кацалац, Е.А. Ершов-Павлов

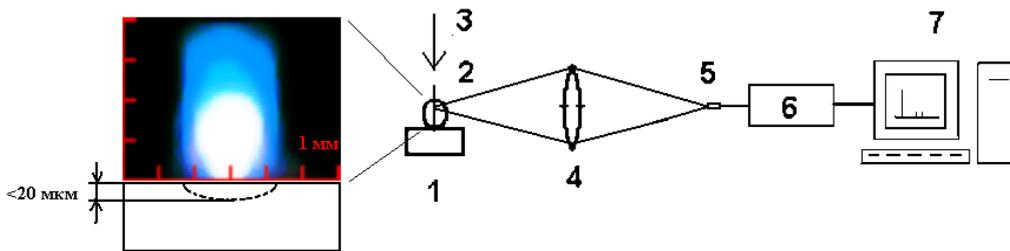
КОНТРОЛЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ЭРОЗИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ МЕТОДАМИ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Обработка твердых материалов при помощи лазерных технологий нашла широкое применение в промышленности. Одним из важных параметров, характеризующих процесс лазерной обработки, является количество вещества, выносимое за единицу времени/один лазерный импульс. Измерение количества вещества путем вычисления объема лазерного кратера или взвешивания образца дает только усредненные результаты и исключает контроль процесса в реальном времени.

В настоящей работе предложен способ контроля количества продуктов эрозии при помощи спектроскопических измерений. При заданных параметрах лазерного возбуждения проведено измерение массы продуктов эрозии и спектральной интенсивности излучения лазерно-эрозионной плазмы. Способ основан на том, что в условиях высокой оптической плотности плазмы (что на практике реализуется для большинства резонансных линий металлов уже при концентрациях $> 0,1\%$ [1]) полуширина линий определяется главным образом количеством вещества в плазме.

Условия возбуждения образцов: Nd YAG лазер с длиной волны излучения 1064 нм, энергия импульсов – 50 мДж, длительность импульса 12 нс, плотность мощности на поверхности мишени – порядка 10 ГВт/см^2 . В качестве мишени взяты образцы цинковых сплавов известного состава (эталон) с примесями меди (массовая доля от 2 до 8 %). Измерения проведены на лазерном спектральном анализаторе ЛСА, разработанном в Институте физики НАН Беларуси [2]. Схема эксперимента приведена на рис. 1

Эрозионная плазма 2 возбуждается лазерным излучением 3, направленным перпендикулярно поверхности образца 1. Ось наблюдения проходит параллельно поверхности образца. Излучение плазмы собирается конденсором 4 и поступает в световод 5, выводящий излучение на входную щель спектрографа 6. Оцифрованная спектральная интенсивность поступает с АЦП спектрометра на ПК 7.



1 – мишень, 2 – плазма, 3 – излучение лазера, 4 – конденсор,
5 – световод, 6 – дифракционный спектрометр, 7 – ПК
Рисунок 1 – Схема эксперимента.

Масса, выносимая за один импульс (M_{sp}), слишком мала для того, чтобы образовался видимый кратер. Для определения M_{sp} были измерены параметры кратеров, полученных от фиксированного количества импульсов, достаточного для формирования кратеров. На рис. 2 представлено изображение поверхности образца с кратерами от 80, 100 и 150 импульсов.

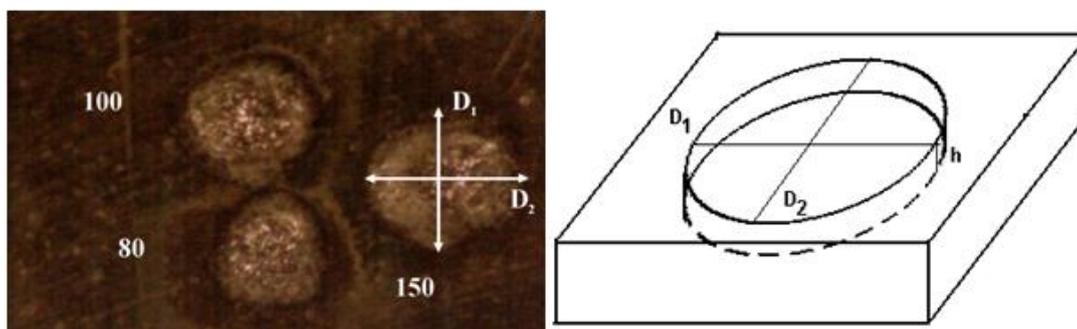


Рисунок 2 – Лазерные кратеры на поверхности образца из цинкового сплава, полученные при разном количестве лазерных импульсов (80, 100, 150)

Для того чтобы максимально увеличить массу продуктов эрозии, фокус лазерного излучения был смещен ниже поверхности образца. Расстояние между точкой фокуса и поверхностью составило 1,6 мм. Площадь, с которой идет поступление вещества в плазму, увеличивается, но плотность мощности остается достаточной для возникновения лазерной плазмы. При таких условиях возбуждения глубина кратеров намного меньше их диаметра. При определении объема кратеров предполагалось, что кратеры имеют форму эллиптического диска. Следовательно, каждый кратер характеризуется тремя параметрами: длиной осей основания D_1 , D_2 и глубиной H . Минимальная глубина кратера, которая может быть измерена имеющейся в наличии аппаратурой, составляет около 10 мкм. Поэтому для кратеров, полученных от <100 импульсов, нельзя вычислить их объем, так как нет данных по значениям H . Плотность материала принята равной $6,9 \text{ г/см}^3$, что соответствует эталону с весовыми долями $Zn - 84,88 \%$, $Al - 12,03 \%$ и $Cu - 3,09 \%$

Измерение объема кратера позволяет определить вынесенную массу M , и, следовательно, получить значение M_{sp} . В таблице 1 приведены измеренные параметры кратеров.

Таблица 1 – Параметры эрозионных кратеров

N_p	D_1 , мкм	D_2 , мкм	H , мкм	M , мкг	M_{sp} , мкг
100	310	315	16	2,53	0,025
150	285	340	25	2,72	0,018

Спектральная интенсивность зависит от многих параметров плазмы, которые в свою очередь, изменяются во времени и пространстве, так как лазерно-эрозионная плазма нестационарна и неоднородна. Поэтому необходимы дополнительные данные, которые могли бы упростить анализ спектра. Результаты численного моделирования пространственно-временного распределения параметров плазмы для сходных условий [3, 4] показывают, что максимальная температура лазерной плазмы составляет >3 эВ. Эта величина заведомо превышает нормальную температуры T_n [5] для резонансных линий металлов ($T_n < 1$ эВ), при которой испускательная способность максимальна. Кроме того, в промежутки времени, когда испускание в атомных линиях максимально, давление в плазме близко к атмосферному, и плазма практически перестает расширяться [3, 4].

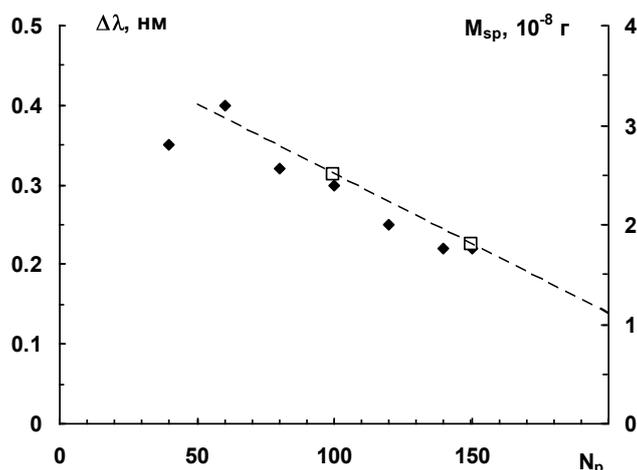


Рисунок 3 – Зависимость массы продуктов эрозии и полуширины линии Cu I 324.7 нм от количества импульсов N_p

Следовательно, для оценки интенсивности можно считать, что излучение создается относительно однородной оптически плотной областью постоянного размера с температурой T_n , находящейся при атмосферном давлении. На рис. 3 приведена зависимость величин M_{sp} и $\Delta\lambda$ для линии Cu I 324.7 нм от количества импульсов N_p .

Из рисунка видно, что как полуширина, так и масса продуктов эрозии уменьшаются с возрастанием числа импульсов. Так как плазма оптически плотная, то можно заключить, что уменьшение полуширины связано с уменьшением поступления вещества в плазму.

Уменьшение поступления вещества в плазму с ростом числа лазерных импульсов, воздействующих в одну и ту же область поверхности мишени, можно объяснить тем, что первые лазерные импульсы выжигают дефекты (поры, микро-шероховатости) на поверхности мишени. В области дефектов поглощение лазерного излучения намного больше по сравнению с поглощением на поверхности материала, и, следовательно, материал дефекта испаряется быстрее, чем материал поверхности. Под воздействием импульсов дефекты уничтожаются, следовательно, уменьшается поглощение излучения, а значит, и общее поступление вещества в лазерную плазму [6].

Показано, что с ростом числа импульсов, воздействующих на один и тот же участок поверхности, уменьшается масса вещества, выносимого за один импульс. Уменьшение массы продуктов эрозии можно контролировать, так как и интенсивность, и полуширина «оптически плотных» линий, при этом также уменьшается. Полученные результаты дают основу для разработки технологии контроля интенсивности лазерной эрозии в реальном режиме времени с помощью методов эмиссионной спектроскопии.

Список литературы

1. Bulajic, D., Corsi, M., Cristoforetti, G., Legnaioli, S., Palleschi, V., Salvetti, A., Tognoni, E. A procedure for correcting self-absorption in calibration free-laser induced breakdown spectroscopy // *Spectrochimica Acta Part B.* – 2002. – V 57. – P. 339 – 353
2. Ershov-Pavlov, E., Petukh, M., Rozantsev, V. Laser-induced plasma in a double pulse mode as applied to quantitative micro-analysis of solids, / 2nd Euro-Mediterr. Symp. on LIBS (Book of abstracts), Hersonissos, Crete, Greece, 2003. – P. 12.
3. Ershov-Pavlov, E. A. Emission spectra of laser-induced plasmas at the elemental analysis of solids: measurement and modeling results / E.A. Ershov-Pavlov, K.Yu. Katsalap, V.A. Rozantsev, K.L. Stepanov, Yu.A. Stankevich. // *Publ. Astron. Observ. Belgrade.* – 2007. – No 82. – P. 83 – 100.
4. Time-Space Distribution of Laser-Induced Plasma Parameters and its Influence on Emission Spectra of the Laser Plumes / E.A. Ershov-Pavlov, K.Yu. Katsalap, K.L. Stepanov, Yu.A. Stankevich // *Spectrochim. Acta. Part B.* – 2008. – V. 63. P. 1024 – 1037
5. Грим, Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. – 452 с.
6. Бобырев, В.А., Бойко, В.И., Бункин, Ф.В., Лукьянчук, В.С., Царев, Е.Р. Генерация и отжиг неравновесных дефектов под действием лазерного излучения // *Изв. АН СССР.* – 1987. – Т. 51. – № 6. С. 1180 – 1187.

К.Ю. Кацалап, Е.А. Ершов-Павлов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, catsalap@imaph.bas-net.by.

УДК 535.423+617.7

Л.И. Краморева, Е.С. Петрова, А.И. Савицкий

ДИАГНОСТИКА СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ СРЕД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

В последние годы в связи с интенсивным развитием теоретической и экспериментальной физики бесселевых световых пучков (БСП), поиск путей их возможного применения стал центром исследований различных научно-исследовательских групп. Свойство квазибездифракционных бесселевых световых пучков локализовывать световое поле одновременно в поперечном и продольном направлениях делает перспективным их использование для продольно-однородного воздействия на микрообъекты.

В настоящее время большой интерес в области биомедицины вызывают исследования биологических объектов, представляющих собой рассеивающие среды. Наличие бездифракционного светового пучка, характеризующегося большой глубиной проникновения и высоким поперечным разрешением, является принципиальным для диагностики таких сред, при этом способность БСП к реконструкции поперечного профиля может быть использована для неразрушающего контроля на относительно большую глубину.

При использовании БСП необходимо учитывать их пространственные особенности. Как известно, профиль интенсивности бесселева светового пучка нулевого порядка представляет собой набор кольцевых максимумов с круглым светлым пятном в центре пучка. Однако количество энергии в каждом кольце приблизительно равно той, что содержится в центральном максимуме, и, таким образом, БСП с числом колец $N=20$ содержит только 5 % от всей энергии пучка внутри центрального пятна. Кроме того, расположение множества фурье-компонентов волновых векторов БСП на конической поверхности приводит к формированию устойчивой интерференционной картины внутри фокальной области пучка L_B . Наконец, дифракционная расходимость приосевой области пучка, в первую очередь узкого кругового центрального максимума, существенно меньше общей расходимости пучка, что является отличительной особенностью квазибездифракционных пучков бесселева типа.

При взаимодействии высокоградиентных БСП с суспензиями происходит формирование концентрационно-пространственных структур. В случае концентрации микрочастиц в максимумах интенсивности БСП возможно дополнительное поглощение или рассеяние поля самими частицами. В отличие от гауссовых пучков, при экранировании микрочастицами поля БСП имеет место специфическое явление реконструкции поперечного профиля. Эффект проявляется, когда поперечный размер частиц больше длины волны. Указанное свойство БСП позволяет значительно выровнять условия взаимодействия ансамбля микрочастиц выстроенных в направлении распространения пучка, со световым полем. С этой точки зрения, использование БСП в качестве зондирующего излучения представляет интерес, как в задачах неразрушающего контроля, так и при активном воздействии поля на микрообъекты. В частности, эффект самовосстановления позволяет применять полученные выше оценки поперечной и продольной разрешающей способности лазерного зонда на основе бесселева пучка к оптически неоднородным средам.

На рис. 1 показано распределение интенсивности бесселева и гауссова пучков после прохождения частично или полностью поглощающего экрана. Здесь N – число колец БСП, R – радиус пучка, r – радиус кругового экрана, $Z_0 = r / \gamma$ – расстояние геометрической тени для БСП. В случае гауссова пучка его радиус равен $\omega_0 = 0.5R_I$ (R_I – радиус темного кольца или первого минимума БСП).

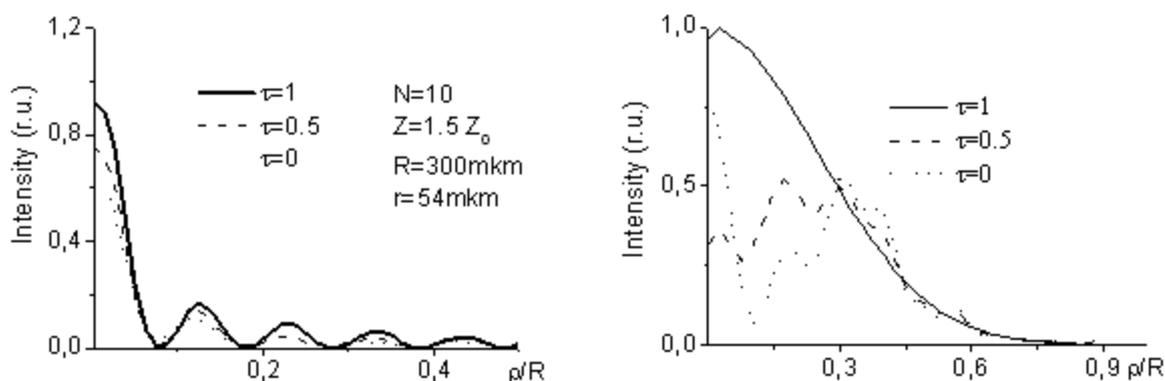


Рисунок 1 – Поперечные профили интенсивности бесселева (а) и гауссова (б) пучков за непрозрачным или частично прозрачным экраном

Как видно из графиков, для БСП характерен четкий эффект восстановления поперечного профиля. В то же время, восстановление профиля гауссова пучка происходит на значительно больших расстояниях $\approx 12 Z_0$.

Численные результаты стали предпосылкой для проведения эксперимента по изучению изменения поперечной структуры бесселева и гауссова пучков после прохождения через светорассеивающие среды.

Число колец для сформированных БСП нулевого порядка и пучка Эйри выбиралось равным $N \approx 10 - 15$. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучков регистрировалось через рассеивающую среду CCD-камерой. Схема установки приведена на рис. 2, а результаты эксперимента – на рис. 3.

На рис. 3а показан профиль пучка Эйри в прифокальной области короткофокусной линзы 3. Внесение в оптическую схему 10 %-раствора альбумина в стеклянной кювете толщиной 1см приводило к сильному искажению структуры пучка, сопровождающееся возникновением спекл-шумов (рис. 3б).

В случае прохождения БСП через аналогичную среду структура колец практически сохранялась (рис. 3г).

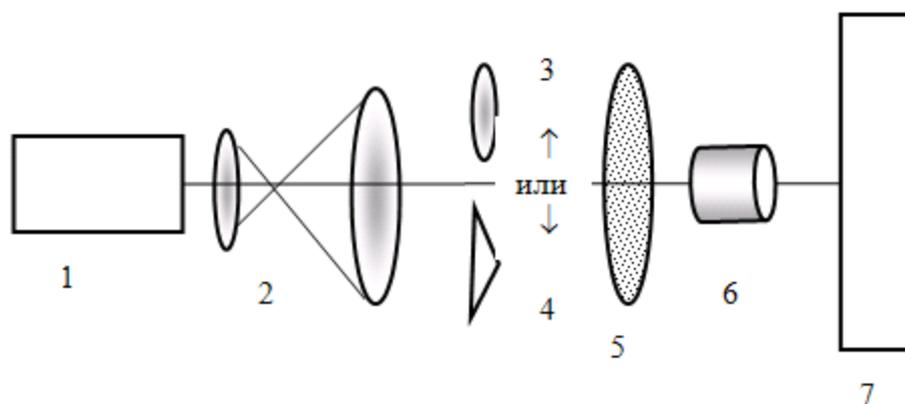


Рисунок 2 – Схема экспериментальной установки:
 1 – лазер, 2 – коллиматор, 3 – собирающая короткофокусная линза в оправе ($f = 2,5$ см) для фокусировки гауссова пучка, 4 – аксикон, 5 – рассеивающая среда, 6 – микрообъектив ($8 \times 0.20, f = 18,20$ мм), 7 – плоскость регистрации

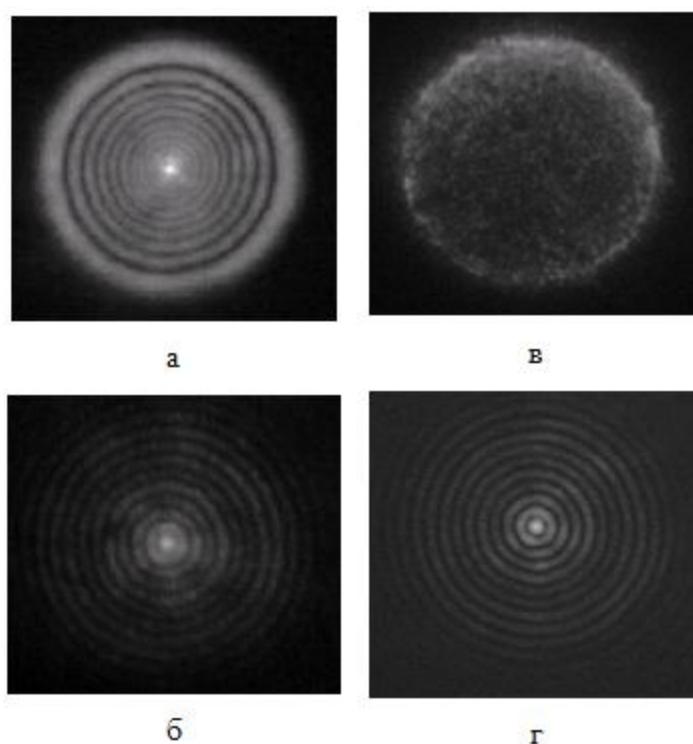


Рисунок 3 – Профиль интенсивности пучка Эйри и БСП: до прохождения (а), (в) после прохождения через рассеивающую среду (б), (г)

Количественная оценка эффекта реконструкции поперечной структуры зондирующего БСП за непрозрачным или частично прозрачным препятствием и экспериментальные результаты прохождения БСП и пучков гауссова типа через светорассеивающие среды показывают, что изучаемый эффект проявляется практически сразу после области геометрической тени пучка, образованной за препятствием. Кроме того, внесение в оптическую схему светорассеивающих сред позволило зарегистрировать поперечное распределение интенсивности БСП, которое по сравнению с пучками гауссова типа сопровождалось значительно меньшим искажением пространственной структуры и наличием спекл-шумов.

Однако необходимо отметить, что недостатком бесселевых световых пучков является зависимость осевой интенсивности пучка от продольной координаты, что приводит к ухудшению

энергетической эффективности системы зондирования в различных оптических системах. Поэтому в последнее время активизирован поиск способов формирования квазибездифракционных пучков Бесселева типа и их суперпозиций, позволяющих обеспечить одновременно большую фокальную длину пучка и равномерную осевую интенсивность [2].

В докладе представлены численные оценки эффекта реконструкции поля БСП и экспериментальные результаты прохождения БСП и пучка Эйри через светорассеивающие среды. Рассматривается возможность преимущественного использования квазибездифракционных световых пучков в качестве зондирующего излучения применительно к задачам оптической диагностики рассеивающих сред.

Список литературы

1. Краморева, Л.И. Оптическая когерентная томография (обзор) / Л.И. Краморева, Ю.И. Рожко // ЖПС. – 2010. – Т. 77, № 4. – С. 485 – 506.
2. Kramoreva, L., Petrova, E., Razhko, J. Quasi-nondiffractive beams for OCT-visualization: theoretical and experimental investigation // Book Selected topics in OCT, Dr. Gangjun Liu (Ed.), ISBN: 978-953-51-0034-8, InTech. – 2012. – Chapter 5. – P. 83 – 106. Available from: <http://www.intechopen.com/books/selected-topics-in-optical-coherence-tomography/quasi-nondiffractive-beam-for-oct-visualization-theoretical-and-experimental-investigations>.

Л.И. Краморева, А.И. Савицкий – Гомельский медицинский университет, Гомель, larisakram@tut.by.
Е.С. Петрова – Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, Гомель.

УДК 535.36

М.М. Кугейко, Д.А. Смунов

ИНФОРМАТИВНОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И НЕФЕЛОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ДИАГНОСТИКЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЭРИТРОЦИТОВ

В медицине знание микрофизических параметров (МФП) крови – функции распределения форменных элементов крови по размерам, их концентрации и показателя преломления позволяет оценивать состояние организма человека, а также устанавливать многие заболевания. Например, наблюдение эритроцитов крови дает показание о функциональном состоянии костного мозга; существенные нарушения, связанные с изменением характеристик эритроцитов, наблюдаются при истинной полицитемии, множественной миеломе, острых и хронических лейкозах, анемиях [1–3].

Для определения МФП аэродисперсных объектов используются методы оптики рассеивающих сред [4,5]. В данных методах задача об определении МФП сводится к обращению интегрального уравнения первого рода [5]:

$$\varphi(x) = \int_0^{\infty} F(x, a, m) f(a) da, \quad (1)$$

где $f(a)$ – функция распределения частиц по размерам; $F(x, a, m)$ – ядро уравнения, известное из теории рассеяния света на отдельной частице; $\varphi(x)$ – экспериментально определяемая функция, $m = n + i\chi$ – комплексный показатель преломления вещества частиц. Если ядро интегрального уравнения (1) является коэффициентом ослабления монодисперсной системы частиц с радиусом a , то функция $\varphi(x)$ будет описывать полидисперсный коэффициент ослабления $\varepsilon(\lambda)$. Обращение этого интегрального уравнения является некорректной задачей, а ее решение может быть неоднозначным. При неизвестном же m в общем случае становится невозможным определить функцию распределения частиц по размерам [5].

В работе [6] рассмотрены принципы корреляционной спекрофелометрии, заключающейся в определении фракционных концентраций атмосферного аэрозоля с использованием уравнений множественной регрессии по значениям оптических характеристик (ОХ) под несколькими углами приема или на нескольких длинах волн. В [7] рассматривается применение данной методики к задаче определения действительной части показателя преломления эритроцитов $n(\lambda)$ в спектральном интервале $\lambda = 0,3 - 1,2$ мкм. Полученные в [7] спектральные уравнения множественной регрессии позволяют легко и оперативно определять $n(\lambda)$ эритроцитов из результатов только лишь нефелометрических измерений без дополнительных оптико-физических измерений при широком рассматриваемом диапазоне разброса МФП, определяющих значения измеряемых ОХ. В [8] получены уравнения множественной регрессии между МФП и коэффициентом направленного рассеяния $\beta(\theta)$ в окне прозрачности крови ($\lambda = 0,65$ мкм). Показано, что методы определения МФП, основанные на данных уравнениях, позволяют оперативно и с высокой точностью (6 – 10 %) определять МФП.

Ниже рассматриваются возможности применения принципов корреляционной нефелометрии [6 – 8] для определения микрофизических параметров эритроцитов крови человека с использованием угловых поляризационных характеристик $P(\theta)$ регистрируемого оптического излучения и коэффициентов направленного рассеяния $\beta(\theta)$.

Основная проблема при моделировании биологических объектов – выбор адекватной модели, отражающей основные свойства реального объекта. Поскольку фазовая функция рассеяния единичного эритроцита зависит от его ориентации [4], то обычно при расчетах используются разные приближения. При этом учитывается, что угловое распределение света, рассеянного на большом числе хаотически расположенных несферических частиц, такое же, как при рассеянии на шарах эквивалентного объема. В связи с этим в нашей модели эритроциты представлены в сферическо-симметричном виде, характеризующиеся индикатрисой рассеяния, рассчитываемой по формулам Ми. Использование данной модели в других работах [9, 10] и сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами [11, 12] показали, что такое приближение хорошо описывает свойства большинства биологических тканей, включая кровь. Отметим также, что для несферических частиц эквивалентные по площади и по объему радиусы не совпадают, однако для умеренно вытянутых сфероидов и цилиндров ($0,5 \leq \kappa \leq 2$) эта разница не превышает 5 % [13].

Что касается распределения эритроцитов по размерам, то оно заменяется распределением по размерам сферических частиц $f(a)$, эффективный радиус которых $a = (S/\pi)^{1/2}$, где S – эффективная рассеивающая площадь частицы. В качестве $f(a)$ используется обобщенное гамма распределение.

Процедура расчета парных и множественных регрессий между МФП эритроцитов и их ОХ детально описана в [6 – 8]. Вариации микроструктурных параметров эритроцитов осуществлялись в диапазонах их возможных изменений, выбранных из литературных данных [9, 10]. Действительная и мнимая часть показателя преломления приведены для длины волны $\lambda=0,65$ мкм. Выбор данной длины волны обусловлен фактом нахождения её в окне прозрачности крови и наличием эффективных источников излучения.

Использовалась выборка из 3000 состояний ансамбля эритроцитов со случайно заданными МФП из соответствующих диапазонов. Оптические характеристики (угловой коэффициент линейной поляризации $P(\theta)$ и коэффициент направленного рассеяния $\beta(\theta)$) рассчитывались по формулам Ми.

При получении коэффициентов регрессионных уравнений на рассчитанные значения ОХ накладывались погрешности (для $\beta(\theta)$ – 15 % на углы 1-10°, 5 % – на все остальные углы; для поляризации – 5 %), производилась сравнение рассчитанных и задаваемых значений для каждого из элементов выборки (МФП и соответствующие им оптические). Уравнения множественной регрессии

для каждого МФП получены с использованием 2-ух и 3-ёх коэффициентов направленного рассеяния, 2-ух и 3-ёх угловых коэффициентов линейной поляризации, а также совместно для 2-ух коэффициентов направленного рассеяния и 2-ух коэффициентов поляризации; для 3-ёх коэффициентов направленного рассеяния и 3-ёх коэффициентов поляризации и имеют соответственно вид:

$$\lg(p_i) = a_0 + a_1P(\Theta_1) + a_2P(\Theta_2) \quad (2)$$

$$\lg(p_i) = a_0 + a_1P(\Theta_1) + a_2P(\Theta_2) + a_3P(\Theta_3), \quad (3)$$

$$\lg(p_i) = a_0 + a_1P(\Theta_1) + a_2P(\Theta_2) + a_3\lg(\beta(\Theta_3)) + a_4\lg(\beta(\Theta_4)) \quad (4)$$

$$\lg(p_i) = a_0 + a_1P(\Theta_1) + a_2P(\Theta_2) + a_3P(\Theta_3) + a_4\lg(\beta(\Theta_4)) + a_5\lg(\beta(\Theta_5)) + a_6\lg(\beta(\Theta_6)) \quad (5)$$

Определяемые МФП p_i и соответствующие уравнениям (2) – (5) значения оптимальных углов Θ_i , выбраны путём прямого перебора (критерий отбора – минимальная средняя погрешность по выборке). Как показали результаты расчетов использование 3 углов даёт возможность снижения погрешности на 1–3 % по сравнению с использованием 2-ух углов. Для счетной концентрации N поляризационные измерения использовать нецелесообразно. Это следует из того, что коэффициент

линейной поляризации $P(\Theta) = \frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}}$, равен отношению интенсивностей параллельно и

перпендикулярно поляризованных световых потоков, где величина каждого зависит от концентрации. Соответственно для гематокрита также использование поляризационных измерений неэффективно, так как гематокрит функционально связан с концентрацией.

Наилучшая точность при определении r_0 , Δr получена при использовании 3-ёх измерений поляризации соответственно на углах 8, 11, 139 и 148, 162, 176 градусов. Для r_0 (погрешность: средняя по выборке 1,4 %), для Δr (погрешность : средняя по выборке 2 %). Для (n , $r_{эф}$, V_{cp}) – при 6 измерениях (3-рассеяние, 3 - поляризация). Соответственно для n – при $\beta(\Theta)$, соответствующем 23, 94, 150 и $P(\Theta)$ соответствующем 5, 26, 30 градусам (погрешность: средняя по выборке 0,8 %), для $r_{эф}$ – при 7, 12, 15 градусах для $\beta(\Theta)$ и 8, 11, 137 градусах для $P(\Theta)$ (погрешность: средняя по выборке 1,4 %), для V_{cp} – при 4, 12, 15 градусах для $\beta(\Theta)$ и 148, 162, 176 градусах для $P(\Theta)$ (средняя по выборке погрешность 2,3 %). Следует отметить, что наличие рассмотренных МФП позволяет восстановить функцию плотности распределения и по размерам $f(a)$, и объёму $f(V)$. При этом функция плотности распределения восстановлены достаточно точно. Максимальное отличие составляет 3,2 %

Таким образом, в работе получены регрессионные соотношения между МФП (n , r_0 , $r_{эф}$, Δr , V_{cp}) эритроцитов и угловыми коэффициентами линейной поляризации $P(\Theta)$, а также между МФП эритроцитов и угловыми коэффициентами линейной поляризации $P(\Theta)$, коэффициентами направленного рассеяния $\beta(\Theta)$. Оценена эффективность использования данных регрессионных соотношений для определения МФП эритроцитов. Показано, что привлечение поляризационных измерений позволяет улучшить точность восстановления указанных МФП, а также функций распределения как по размерам, так и по объёму до ~ 3 %.

Список литературы

1. Гиттер, А., Хейльмейер, Л. // Справочник по клиническим функциональным исследованиям / Пер. с нем. М.: Медицина, 1966. – 612 с.
2. Абдулкадыров, К.М., Бессмельцев, С.С., Любимова, Н.Ю. Иммунологические и реологические нарушения у больных множественной миеломой // Терапевтический архив. – 1991. – № 7. – С. 125 – 128.
3. Clark, M., Mohandas, N., Shohet, S. // Blood. – 1983. – V. 61. – P. 899.
4. Лопатин, В. Н., Приезжев, А.В., Афанасенко, А.Ю. // Методы светорассеяния в анализе дисперсных биологических сред. Москва. – 2004. 384 с.

5. Ивлев, Л.С., Довгалоук, Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем. – СПб. – 1999. – 260 с.
6. Кугейко, М.М., Лысенко, С.А. // Электроника-инфо. – 2006. – № 8. – С. 39 – 45.
7. Кугейко, М.М., Лысенко, С.А. // Журн. прикл. спектр. – 2007. – Т. 74. – № 3. – С. 386 – 390.
8. Кугейко, М.М., Лысенко, С.А. // Журн. прикл. спектр. – 2007. – Т. 74, №5. – С.652 – 658.
9. Хайруллина, А.Я. Диагностика оптических и биофизических параметров крови и других биотканей методами светорассеяния: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. – Минск, 1998.
10. Лопатин, В.В., Приезжев, А.В., Федосеев, В.В. // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2000. – №. 7. – С. 29 – 35.
11. Yaroslavsky, A.N., Schwarzmaier, H.J. // J. Biomed. Opt. 1999. – V. 4, № 47. – P. 1175 – 1180.
12. Rogan, A., Friebel, M., Dorschel, K., Hahn, A., Muller, G. // J. Biomed. Opt. – 1999. – V. 4, № 36. – P. 1270 – 1276.
13. Mishchenko, M.I., Travis, L.D., Lacis, A.A. Scattering, absorption, and emission of light by small particles. – New York, 2004. – 475 P.

М.М. Кугейко, Д.А. Смунев – Белорусский государственный университет, Минск, kugeiko@bsu.by.

УДК 535.36

М.М. Кугейко, С.А. Лысенко

ЛАЗЕРНО-ЛОКАЦИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛИ В АЭРОЗОЛЬНЫХ ПРОМЫШЛЕННЫХ ВЫБРОСАХ

Введение. Деятельность многих отраслей промышленности неизбежно связана с выделением загрязняющих веществ в атмосферу. Так, в случае нарушения технологических процессов очистки отходящих газопылевых потоков при производстве строительных материалов (таких как цемент, стекло, кирпич, асфальтобетон и т. п.) в воздух выбрасывается большое количество пылевых частиц, отрицательно влияющих на окружающую среду и условия жизни людей.

В соответствии с действующими в настоящее время правилами и стандартами для количественной оценки выбросов твердых загрязняющих веществ (пыли) в атмосферу используется массовая концентрация пыли в выбросных газах. Основными средствами улавливания и контроля пыли являются электростатические и рукавные фильтры [1, 2]. Предварительно взвешенный фильтр последовательно подвергают осушке и повторному взвешиванию. Относительное увеличение массы приписывают массе твердых частиц, уловленных фильтром. До настоящего времени метод считается эталонным. Однако он требует строгого выполнения длительных операций и высокой квалификации.

Лазерно-локационные методы, обладающие мощным потенциалом для оперативного и дистанционного определения характеристик аэрозольных выбросов, пока не вполне устраивают санитарно-гигиенические и эпидемиологические службы, поскольку методически не аттестованы. При этом следует отметить, что к настоящему времени разработаны достаточно эффективные подходы к определению коэффициента аэрозольного ослабления в газопылевом шлейфе от локального источника. В первую очередь это относится к двухлучевому методу [3], использующему предположение о равенстве средних значений коэффициентов ослабления и обратного рассеяния фоновой атмосферы вдоль двух направлений зондирования – через аэрозольный шлейф и через фоновую атмосферу вблизи устья шлейфа. В работе [4] предложена легко автоматизируемая модификация данного метода, использующая помехоустойчивый алгоритм безпорогового определения границ аэрозольного шлейфа на трассе зондирования [5].

Наибольшие методические трудности, не позволяющие провести метрологическую аттестацию лазерно-локационных систем, связаны с решением задачи восстановления массовой концентрации из оптических измерений. Так, в случае одночастотного лидарного зондирования переход от коэффициента аэрозольного ослабления $\varepsilon(\lambda)$ к массовой концентрации M аэрозоля осуществляется с использованием расчетного или эмпирического коэффициента $K = M/\varepsilon \lambda$, связывающие данные

параметры [6]. Значение коэффициента K не является строго детерминированным, а может изменяться в широких пределах в зависимости от микроструктуры аэрозоля [3, 6]. Многочастотные лидарные измерения коэффициента аэрозольного ослабления позволяют в значительной степени устранить произвол в выборе значения коэффициента K .

Большинство существующих лидаров работает на длинах волн видимого и ближнего ИК диапазонов, наиболее информативных относительно частиц субмикронного аэрозоля, т. е. имеющих размер от 0,1 до 1,0 мкм. Однако размеры промышленных аэрозолей дисперсионного происхождения лежат в диапазоне от единиц до десятков микрометров [1–3, 6], вследствие чего спектральный ход их коэффициента ослабления в видимой области спектра близок к нейтральному. Данное обстоятельство приводит к плохой обусловленности системы уравнений, соответствующей длинам волн оптического зондирования, и, как следствие, к сильной зависимости решения обратной задачи от погрешностей оптических измерений. По этой причине немаловажной является оценка погрешностей оптических измерений и оптимального количества длин волн зондирования, при которых решение обратной задачи дает выигрыш в точности определения концентрации аэрозоля по сравнению с использованием коэффициента связи K . Как показано в [7], для подобных оценок с успехом может использоваться метод множественных регрессий, позволяющий оценивать информативность оптических измерений с учетом их погрешностей.

Большие возможности в экологическом мониторинге промышленных аэрозолей дисперсионного происхождения открывают существующие и развивающиеся источники широкополосного когерентного излучения в области спектра, информативной относительно крупных частиц ($\lambda > 1$ мкм) [8]. В связи с этим актуальным является развитие методической базы для надежной интерпретации локационных измерений системами на основе данных источников.

Данная работа посвящена анализу информативности и интерпретации многочастотных измерений коэффициента ослабления цементной пыли относительно ее микрофизических характеристик, а также выбору длин волн оптического зондирования, являющихся наиболее оптимальными в плане их информативности относительно массовой концентрации пыли и устойчивости соответствующих им решений обратной задачи к погрешностям оптических измерений.

Для анализа информативности аэрозольных оптических измерений с использованием метода множественных регрессий необходимо получение представительной выборки оптических и микрофизических характеристик аэрозоля. Выборка коэффициентов ослабления и массовой концентрации цементной пыли в выбросах получена на основе статистической микрофизической модели пыли.

Так, например, микрофизическая модель цементной пыли определяется девятью параметрами: M , r_n , σ , объемные содержания компонент пыли (SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 , MgO , H_2O – для портландцемента и CaO , SiO_2 , Fe_2O_3 , MgO , H_2O – для глинеземистого цемента) и параметр ξ спектра $m_{\text{CaO}} \lambda$. По известным правилам моделирования равномерно распределенных случайных величин выбирался набор параметров и рассчитывался коэффициент ослабления пыли на длинах волн оптического зондирования. Объем выборки оптических и микрофизических характеристик цементной пыли составляет 10^3 реализаций, причем одна половина выборки соответствует портландцементу, другая – глинеземистому цементу.

Регрессионный метод решения обратных задач предполагает, что искомые микрофизические параметры аэрозоля (в частности его массовая концентрация) могут быть найдены при помощи некоторой статистической функции от измеряемых оптических характеристик аэрозоля. Для выбора длины волны оптического зондирования, являющейся наиболее информативной относительно M ,

проведен расчет спектральной зависимости коэффициента корреляции между $\varepsilon(\lambda)$ и M . Его немонотонный спектральный ход обусловлен осциллирующей зависимостью фактора эффективности ослабления $Q(x, m)$ от параметра $x = 2\pi r/\lambda$. Высокие значения коэффициента корреляции при $\lambda = \lambda_7 = 2,14$ мкм объясняются попаданием максимума кривой $Q(x, m)$, соответствующей λ_7 , в диапазон радиусов частиц от 0,9 до 1,15 мкм. На этот диапазон приходится и максимум объемного распределения частиц, что и обуславливает высокую чувствительность $\varepsilon(\lambda_7)$ к M . Связь между $\varepsilon(\lambda)$ и M может быть аппроксимирована полиномом со следующими коэффициентами:

$$\ln M = 0,1571 + 1,0097 \ln \varepsilon_{\lambda_7} - 0,0041 [\ln \varepsilon_{\lambda_7}]^2 - 0,0051 [\ln \varepsilon_{\lambda_7}]^3.$$

Погрешность восстановления M с использованием (6) составляет 8,2 %.

Таким образом, установленная тесная корреляция между массовой концентрацией цементной пыли аэрозоля и ее коэффициентом ослабления на длине волны 2,14 мкм совместно с двухугловым методом определения оптической толщины аэрозольного шлейфа [3, 4] и алгоритмом безпорогового определения границ шлейфа на трассе зондирования [5] могут служить основой для эффективной методики оперативного определения массовой концентрации пыли в выбросах предприятий по производству цемента.

Список литературы

1. Клименко, А.П., Королев, В.И., Шевцов, В.И. Непрерывный контроль концентрации пыли. – Киев: Техника. – 1980. – 181 с.
2. Лапшин, А.Б. Технология обеспыливания в производстве цемента. Новороссийск: Стромэкология, 1995. – 150 с.
3. Хмелевцов, С.С., Коршунов, В.А., Никитин, В.М., Кобелев, В.В. Многоволновое и поляризационное лидарное зондирование аэрозольных промышленных выбросов // Оптика атмосф. и океана. – 2005. – Т. 18, № 3. С. 232 – 237.
4. Кугейко, М.М., Лысенко, С.А., Колчинский, С.М. Двухлучевой лазерно-локационный метод определения оптических характеристик выбросов из труб промышленных предприятий // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2009. № 2. – С. 14 – 19.
5. Кугейко, М.М., Кваченок, С.В. О выделении границ неоднородностей в лазерно-локационных исследованиях // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2007. – № 2. – С. 22 – 26.
6. Зуев, В.Е., Зуев, В.В. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. – Спб.: Гидрометеоздат, 1992. – 232 с.
7. Лысенко, С.А., Кугейко, М.М. Регрессионный подход к анализу информативности и интерпретации данных аэрозольных оптических измерений // Журн. прикл. спектр. – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 876 – 883.
8. Дианов, Е.М. Волоконные лазеры // Успехи физических наук. – 2004. – Т. 174, № 10. – С. 1139 – 1142.

М.М. Кугейко, С.А. Лысенко – Белорусский государственный университет, Минск, kugeiko@bsu.by.

УДК 535.4

С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Бесселевы световые пучки (БСП), описанные в 1987 г. Дурниным [1], нашли широкое применение для манипуляции микро- и наночастицами, в дефектоскопии, микроскопии высокого разрешения. В работах [2 – 4] исследованы эванесцентные БСП, формируемые в условиях полного внутреннего отражения. При этом показано, что данные поля обладают существенным недостатком: они слабые, что обуславливает необходимость применения для их генерации сильных лазерных полей. Одним из способов использования преимуществ эванесцентных бесселевых световых полей в

микроскопии и для манипулирования наночастицами является формирование бesselевых плазмонов, изучению особенностей формирования которых и посвящено настоящее сообщение.

Рассмотрим векторный ТМ-поляризованный бesselев световой пучок m – го порядка, падающий на структуру «диэлектрик (0) – металлический слой (1) – диэлектрик (2)». Электрический вектор внутри и вне металлического слоя определяется выражениями:

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{0,1,2}(R) &= \vec{E}_{0,1,2}^{tr}(R) + \vec{E}_{0,1,2}^l(R), \\
\vec{E}_0^l(R) &= A_{inc} \frac{q}{k_0 n_0} \exp i [m\varphi - k_{z0} z] J_m(q\rho) \vec{e}_z, \quad \vec{E}_2^l(R) = A_{inc} \frac{q}{k_0 n_2} t \exp i [m\varphi + k_{z2} (z - h)], \\
\vec{E}_0^{tr}(R) &= -\frac{iA_{inc}}{\sqrt{2}} \exp i [(m-1)\varphi - k_{z0} z] \sqrt{1 - \left(\frac{q}{k_0 n_0}\right)^2} [J_{m-1}(q\rho) \vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho) \exp(2i\varphi) \vec{e}_-], \\
\vec{E}_2^{tr}(R) &= \frac{iA_{inc}}{\sqrt{2}} \exp i [(m-1)\varphi + k_{z2} (z - h)] t \sqrt{1 - \left(\frac{q}{k_0 n_2}\right)^2} [J_{m-1}(q\rho) \vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho) \exp(2i\varphi) \vec{e}_-], \\
\vec{E}_1^{l,tr}(R) &= (\vec{E}_1^{l,tr})^f + (\vec{E}_1^{l,tr})^b, \quad (\vec{E}_1^l)^{f,b} = A_{inc} \frac{q}{k_0 n_1} s^{f,b} \exp i [m\varphi \pm k_{z1} z] J_m(q\rho) \vec{e}_z, \\
(\vec{E}_1^{tr}(R))^{f,b} &= \pm \frac{iA_{inc}}{\sqrt{2}} s^{f,b} \exp i [(m-1)\varphi \pm k_{z1} z] \sqrt{1 - \left(\frac{q}{k_0 n_1}\right)^2} [J_{m-1}(q\rho) \vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho) \exp(2i\varphi) \vec{e}_-].
\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $R = (\rho, \varphi, z)$ – цилиндрические координаты, $k_{zi} = k_0 n_i \cos \gamma_i$ – проекция волнового вектора, $k_0 = \omega / c$, γ_i – угол конусности БСП, общий фазовый множитель $\exp[i(qx - \omega t)]$ опущен, $q = \sqrt{k_0^2 n_i^2 - k_{zi}^2} = k_0 n^*$ – параметр конусности, n^* – эффективный показатель преломления бesselева плазмона. При этом, как следует из граничных условий:

$$\begin{aligned}
t &= \frac{t_{01}^{TM} t_{12}^{TM} \exp(ik_{z1}h)}{1 + r_{01}^{TM} r_{12}^{TM} \exp(2ik_{z1}h)}, \quad s^f = \frac{t_{01}^{TM}}{1 + r_{01}^{TM} r_{12}^{TM} \exp(2ik_{z1}h)}, \quad s^b = \frac{t_{01}^{TM} r_{12}^{TM} \exp(2ik_{z1}h)}{1 + r_{01}^{TM} r_{12}^{TM} \exp(2ik_{z1}h)}, \\
t_{ij}^{TM} &= \frac{2n_i \cos \gamma_j}{n_i \cos \gamma_j + n_j \cos \gamma_i}, \quad r_{ij}^{TM} = \frac{n_j \cos \gamma_i - n_i \cos \gamma_j}{n_j \cos \gamma_i + n_i \cos \gamma_j}, \quad i, j = 0, 1, 2.
\end{aligned} \tag{2}$$

Условие генерации бesselевых плазмонов определяется следующим из граничных условий дисперсионным уравнением:

$$F = 1 + r_{01}^{TM} r_{12}^{TM} \exp 2i(k_{z1}h) = 0. \tag{3}$$

Как показывает расчет, произведенный в соответствии с (3), при падении векторного БСП на тонкий металлический слой в нем возможна генерация двух видов бesselевых плазмонов, отличающихся эффективными показателями преломления n^* и видом распределения поля внутри металлического слоя (рис. 1).

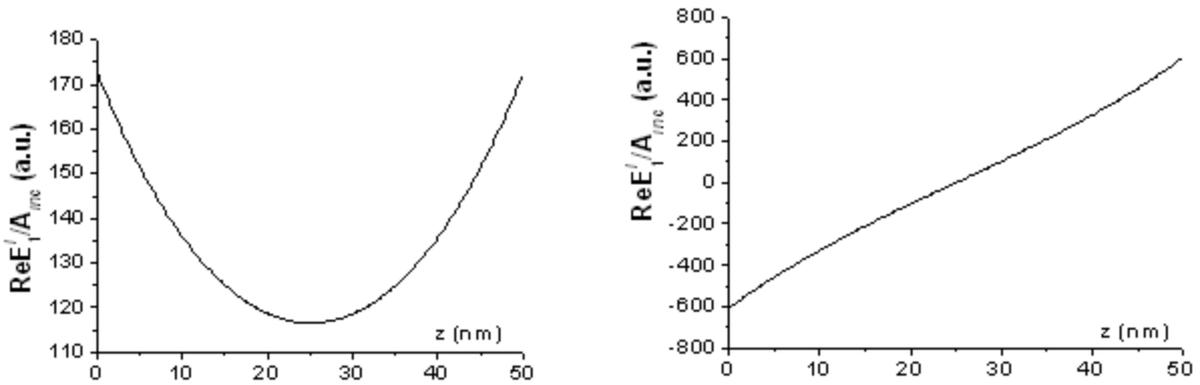


Рисунок 1 – Зависимость нормированной действительной части продольной компоненты электрического вектора E_1^l для ТМ-поляризованного бesselова плазмона нулевого порядка с низким (а) и высоким (б) эффективным показателем преломления от расстояния внутри золотой пленки толщиной 50 нм, внедренной в SF10 стекло. Расстояние от оси бesselова плазмона $\rho = 0$, длина волны $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$

Главной энергетической характеристикой, описывающей поле генерируемого плазмона, является интенсивность $I \sim |\vec{E}^l(R)|^2$. Рассмотрим распределение интенсивности суперпозиции бesselовых плазмонов с различными топологическими зарядами ($m_1 \neq m_2$).

Расчет, проведенный с использованием соотношений (1), показывает, что при интерференции плазмонов с одинаковыми n^* , но противоположными топологическими зарядами J_m и J_{-m} в среде 2 формируется плазмон бesselова типа (мультиплазмон), отличительной особенностью которого является наличие вблизи оси поля $2m$ ярко выраженных максимумов нанометрового размера (рис.2). При этом формируемое поле практически не испытывает дифракционной расходимости в приосевой части при удалении от границы с металлической планкой до расстояния $\sim \lambda$.

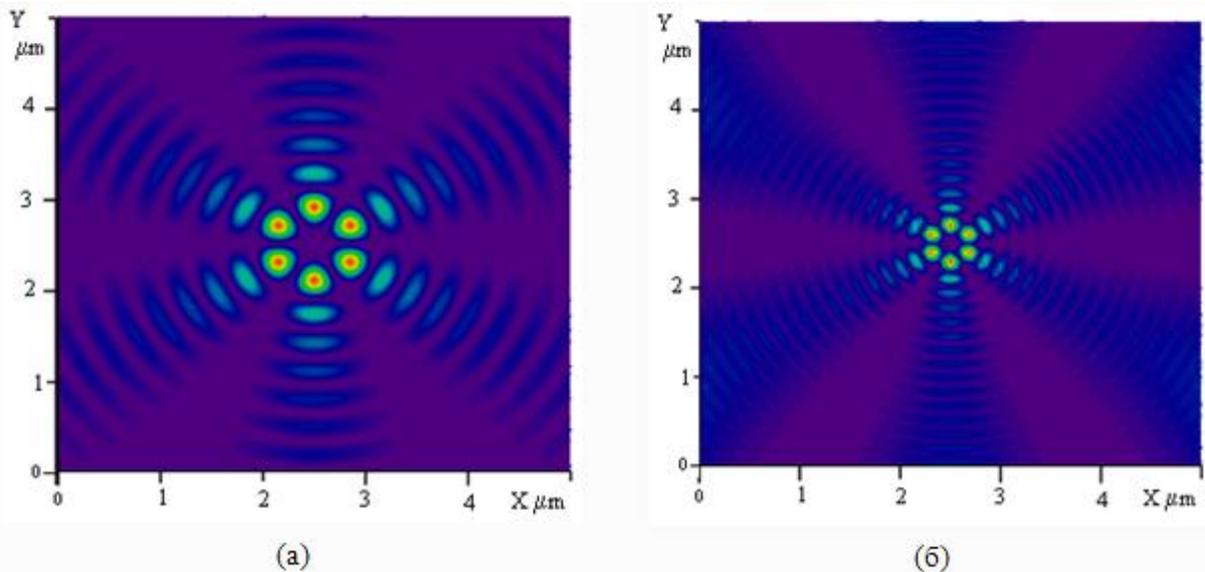


Рисунок 2 – 2D-распределение интенсивности в воздухе на расстоянии $z = \lambda/3 \mu\text{m}$ от границы с металлом. Бesselев мультиплазмон генерируется в структуре «стекло SF10 – золотая пленка толщиной 50 нм – воздух» суперпозицией J_3 и J_{-3} бesselовых плазмонов с низким (а) и высоким (б) эффективным показателем преломления ($\lambda = 0,633 \mu\text{m}$)

Схема формирования бesselова мультиплазмона приведена на рис. 3.

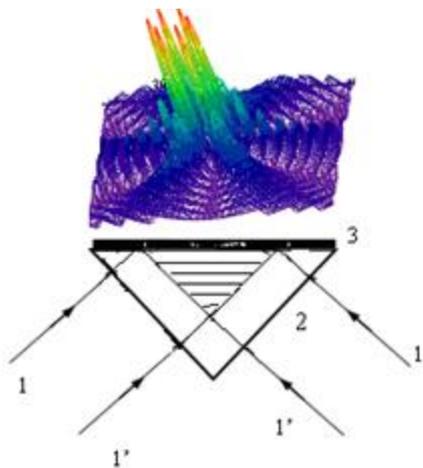


Рисунок 3 – Схема возбуждения бesselова мульти-плазмона

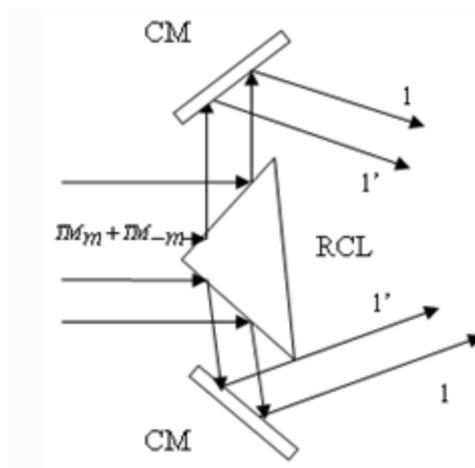


Рисунок 4 – Схема получения конических пучков

Боковая поверхность конической линзы 2 (рис. 3) освещается двумя коническими пучками (TM_m и TM_{-m}), имеющими одинаковые углы конусности. Схема получения данных конических пучков приведена на рис.4 и включает рефлективную коническую линзу (RCL) и коническое зеркало (CM). Конические пучки, падающие на коническую линзу 2, возбуждают в металлической пленке 3 суперпозицию бesselовых плазмонов.

Формируемый бesselов мультиплазмон представляет интерес для микроскопии высокого разрешения, манипулирования наночастицами.

Показана возможность и определены условия формирования поля нового типа – бesselова мультиплазмона, характеризуемого наличием симметрично расположенных вблизи оси поля пиков интенсивности с нанометровым поперечным размером. Установлено, что приосевая часть бesselова мультиплазмона практически не испытывает дифракционной расходимости при удалении от границы металлической пленки на расстояние вплоть до λ .

Список литературы

1. Durnin, J. Exact solutions for nondiffracting beams I. The scalar theory // J.Opt.Soc.Am. – 1987. – № 4. – P. 651 – 654.
2. Kurilkina, S.N., Belyi, V.N., Kazak, N.S. Features of evanescent Bessel light beams formed in structures containing a dielectric layer // Opt. Comm. – 2010. – V.283. – P. 3860 – 3868.
3. Zhan, Q. Evanescent Bessel beam generation via surface plasmon by a radially polarized beam // Opt.Lett. – 2006. – V. 31. P. 1726 – 1728.
4. Muhanna, K Al-Muhanna, Kurilkina, S.N., Belyi, V.N., Kazak, N.S. Energy flow patterns in an optical field formed by a superposition of evanescent Bessel light beams // J.Opt. – 2011. – V. 13. – 105703 (9pp.)

С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак – Институт физики НАН Беларуси, Минск.

УДК 681.782.473

Б.Н. Лисенков, Н.В. Грицев

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Постоянный рост объёмов использования полупроводниковых излучателей, к которым относятся инжекционные полупроводниковые лазеры (ИППЛ) и светоизлучающие диоды (СИД),

ставит задачу автоматизации измерения их электрических и энергетических характеристик, обработки и документирования результатов измерений.

Поставленную задачу целесообразно решать с помощью разработанных нами измерителей ИППП-1 и ИППП-3, включающих источники-измерители (ИИ) тока и напряжения, компьютер и управляющий пакет программного обеспечения.

Структурная схема измерительного устройства обеспечивающая Кельвиновское подключение исследуемого объекта представлена на рисунке 1.

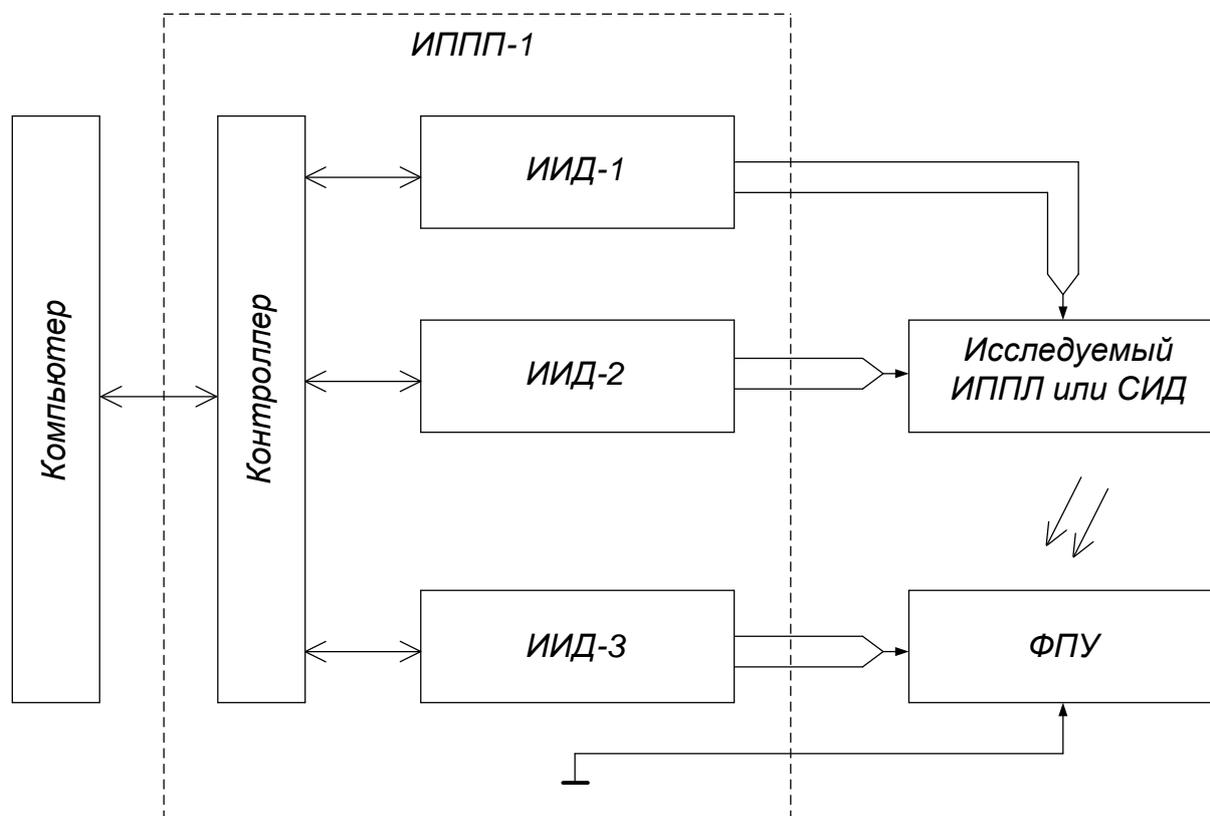


Рисунок 1 – Структурная схема измерительной установки на базе ИППП-1

Измерение вольтамперной характеристики полупроводникового излучателя выполняют с помощью одного однопроводного ИИ (ИИО), или с помощью двух двухпроводных ИИ (ИИД), что устраняет погрешность обусловленную сопротивлением кабелей (Кельвиновское подключение). Для измерения энергетических характеристик требуется как минимум два ИИ. Второй ИИ используется для преобразования в цифровую форму аналогового сигнала от внешнего фотоприемного устройства (ФПУ). Данные, полученные с помощью ФПУ, обрабатывают с учетом определенных заранее калибровочных коэффициентов, соответствующих этому устройству.

В качестве примера, иллюстрирующего возможности предлагаемой установки как инструмента для исследований, на рисунках 2 и 3 представлены результаты измерения начального участка ВАХ, охватывающего восемь порядков по току (от 10^{-10} А до 10^{-2} А), излучателя LD6310 В4 с помощью ИППП-1 в линейном (левая ось абсцисс) и логарифмическом (правая ось абсцисс) масштабе.

VA-характеристика LD6310 B4

28.06.2011
11:30:32

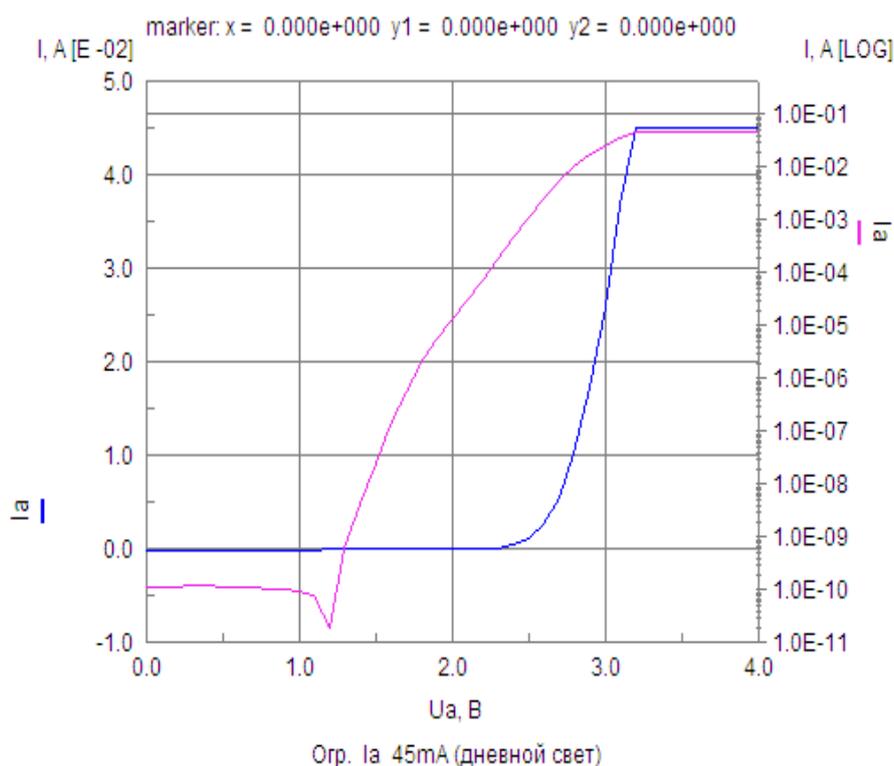


Рисунок 2 – Результаты измерения ВАХ полупроводникового излучателя LD6310 B4 с помощью ИПШП-1 в условиях дневного освещения

VA-характеристика LD6310 B4

28.06.2011
11:34:08

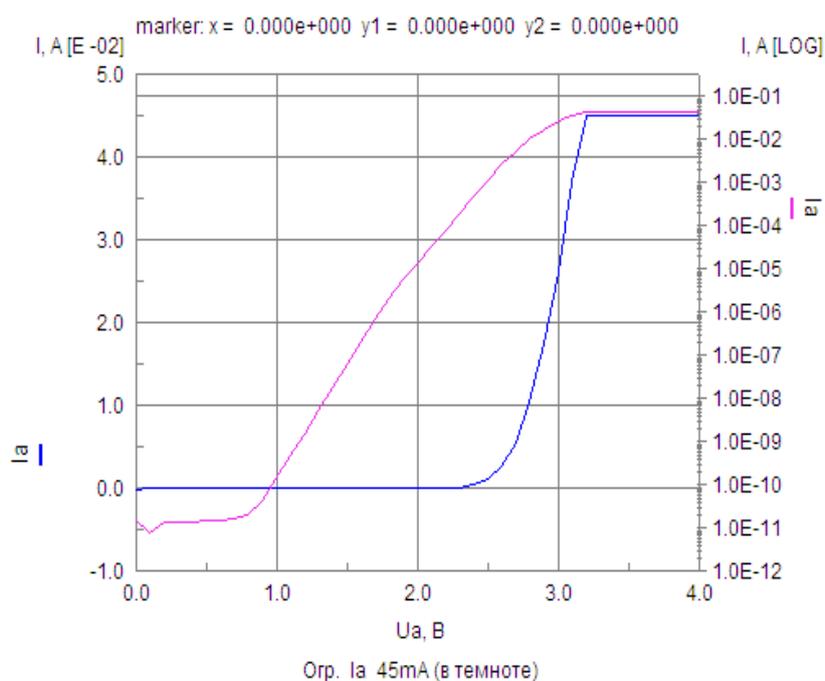


Рисунок 3 – Результаты измерения ВАХ полупроводникового излучателя LD6310 B4 с помощью ИПШП-1 в темноте

Характеристики измерены в разных условиях внешнего освещения при установленном максимальном токе (порог ограничения) 4,5 мА, и, по сути дела, иллюстрируют поведение рп-перехода в режиме фотоприемника. Соответствие между кривой графика и отвечающей ей шкалой по оси абсцисс на экране компьютера обеспечивается соответствием цвета кривой цвету штриха, проставленного параллельно каждой из шкал.

ИППП-1 обеспечивает формирование и измерение токов от ± 10 пА до ± 200 мА при базовой погрешности 0,5 %, а ИППП-3 – от 0,2 нА до 2,5 А при базовой погрешности 1,5 % (до 10 А – 10 %). Величина дискрета в каждом из диапазонов измерения тока и напряжения (разрешающая способность) для ИППП-1 составляет 1/2000 (0,05 %), 1/20000 (0,005 %) или 1/200000 (0,0005 %), в зависимости от установленного значения времени интегрирования.

В приборе ИППП-3 только три канала с током до 10 А (включая канал нулевого напряжения) обеспечивают Кельвиновское подключение, четвертый (до 10 мА) выполнен однопроводным.

Б.Н. Лисенков, Н.В. Грицев – ОАО «МНИПИ», lisenkovmniipi@tut.by

УДК 551.501.793:551.510

А.Ю. Лопатин, А.П. Чайковский, О.В. Дубовик, Т.В. Лапенко, Ф. Голоуб, Д. Танре

ОБЪЕДИНЕНИЕ ЛИДАРНЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЗАДАЧАХ ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ*

Аэрозоли являются одними из основных источников загрязнения атмосферы и важным фактором определяющим климат Земли. Дистанционное зондирование аэрозолей доказало свою эффективность при оценке аэрозольных параметров в атмосфере. Методы дистанционного зондирования могут быть разделены на две группы: пассивные (использующие естественный источник света) и активные (использующие искусственные источники). Фотометрия, представляющая пассивные методы, позволяет оценивать параметры аэрозоля усредненные по атмосферному столбу, такие как распределение частиц по размерам, их комплексный показатель преломления и оценка формы. Лидарные измерения, относящиеся к активным методам, с другой стороны позволяют получать информацию о вертикальном распределении аэрозолей в атмосфере.

Объединение этих методов позволит получать наиболее полное описание аэрозолей в атмосфере. Поскольку такое объединение расширяет спектральный, угловой и высотный диапазоны дистанционного зондирования, оно позволит получать более точные оценки оптических и микрофизических параметров аэрозолей, например лидарных отношений, элементов фазовой матрицы, показателя преломления и распределения по размерам. Так же подобное объединение должно улучшить аэрозольные оценки, получаемые из поляризационных измерений, известных своей чувствительностью к вертикальной структуре аэрозолей.

Основным предположением в предлагаемой методике является предположение о возможности описания вертикальной изменчивости свойств атмосферного аэрозоля в виде относительных изменений двух независимых вертикальных профилей, представляющих концентрации двух аэрозольных фракций, мелкой и крупной, различных по своим вертикально независимым микрофизическим свойствам. Дополнительные ограничения на гладкость указанных профилей

* Работа проведена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф11Ф-008).

накладываются с целью получения стабильных решений. Дополнительная экстраполяция позволяет оценивать концентрации фракций атмосферного аэрозоля за пределами высотных границ, доступных для лидарных измерений.

Таблица 1 – Сравнение лидарных и фотометрических измерений

Измерения		
	Лидар	Фотометр
Измеряемая величина	Вертикальный профиль интенсивности обратного рассеянного лазерного излучения $I(l, h)$	Интенсивность прямого и рассеянного солнечного излучения $I(l, q)$
Диапазон измерений		
	Лидар	Фотометр
Спектральный, мкм	0,355, 0,532, 1,064	0,44, 0,67, 0,87, 1,02
Угловой, °	180	0,3 – 150
Высотный, км	0,2 – 15	0 – 40
Чувствительность к параметрам атмосферного аэрозоля		
Оптические	$b(l, h), s(l, h), P_{11}(l, 180^\circ, h)$	$\tau_\lambda, \omega_0, \lambda, P_{ii}, \lambda, h$
Микрофизические	$c(h)$	$dV(r)/d\ln r, n(l), k(l)$

Получение оценок аэрозольных свойств из данных объединенных лидарно-фотометрических измерений подчиняется следующей схеме: на основе микрофизической модели (объемного распределения частиц по размерам $dV(r)/d\ln r$, распределения по высоте $c(h)$, оценки формы $dN(e)/d\ln e$ и комплексного показателя преломления $n(l), k(l)$) рассчитываются оптические свойства аэрозоля (элементы фазовых матриц $P_{ii}(l, q)$, оптическая толщина $t(l)$, альbedo однократного рассеяния $W_0(l)$, лидарные отношения $S_a(l)$) для каждой аэрозольной фракции [1]. Например, для оптической толщи:

$$\tau_\lambda = \sum_{i=1, \dots, N_R} \sum_{k=1, \dots, N_\varepsilon} K_\tau^\varepsilon \lambda, k, n, r_i, \varepsilon_k \frac{dN \varepsilon_k}{d\ln \varepsilon} \frac{dV r_i}{d\ln r},$$

$$K_\tau^\varepsilon \lambda, k, n, r_i, \varepsilon_k = \int_{\ln r_i - \Delta \ln r}^{\ln r_i + \Delta \ln r} \int_{\ln \varepsilon_k - \Delta \ln \varepsilon}^{\ln \varepsilon_k + \Delta \ln \varepsilon} \frac{C_\tau^\varepsilon \lambda, k, n, r_i, \varepsilon_k}{v r} A_k \varepsilon B_i r d\ln \varepsilon d\ln r,$$

где $C_\tau^\varepsilon \lambda, k, n, r, \varepsilon$ обозначает сечение экстинкции произвольно ориентированного сфероида, $\varepsilon = a/b$ отношение осей сфероида, r – радиус сферы эквивалентного объема, $v r$ объем частицы, $dV r_i / d\ln r$ – объемное распределение по размерам частиц, $A_k \varepsilon$ и $B_i r$ функции обеспечивающие интерполяцию между выделенными значениями ε_k и r_i . Полученные оптические свойства в дальнейшем используются для моделирования фотометрических и лидарных измерений с помощью уравнения переноса радиации [2] и лидарного уравнения соответственно [3]:

$$L \lambda, h = A \beta_a \lambda, h + \beta_m \lambda, h \exp \left(-2 \int_0^h \sigma_a \lambda, h' + \sigma_m \lambda, h' dh' \right),$$

где $\sigma_m \lambda, h, \beta_m \lambda, h$ – известные коэффициенты экстинкции и обратного рассеяния для молекулярной составляющей атмосферы соответственно. Коэффициенты для аэрозольной составляющей определяются по формулам:

$$S_a(l, h) = t_a(l) c(h)$$

$$b(l, h) = \frac{1}{4\rho} (t_a(l) c(h) \omega_o(l) P_{11}(l, 180^\circ)).$$

Параметры аэрозольной модели итерационно изменяются [4] для обеспечения соответствия обоим типам проведенных измерений. Наилучший результат полагается оценкой свойств аэрозоля в атмосфере. Дополнительные калибровочные коэффициенты ($A(\lambda)$) для лидарных измерений введены для учета неопределенностей возникающих при процедуре калибровки лидара.



Рисунок 1 – Блок-схема алгоритма совместного обращения лидарных и фотометрических измерений

Тестирование описанного метода было проведено на наборе синтетических данных. Тестирование показало возможность независимой оценки параметров аэрозольных фракций в присутствии шума.

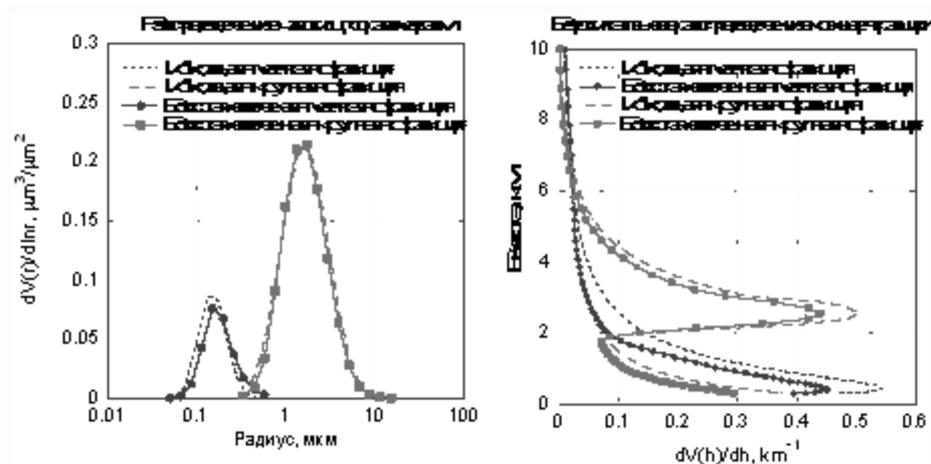


Рисунок 2 – Результат восстановления распределения частиц крупной и мелкой фракций атмосферного аэрозоля по размерам и высоте

Ошибка оценки указанных параметров зависит от оптической толщины соответствующей фракции.

Предложенный метод может быть применен для объединения различных типов оптического дистанционного зондирования, включая Рамановские лидары, поляриметры и системы космического

базирования. Ожидается увеличение точности оценок совместно с увеличением информационного содержания измерений.

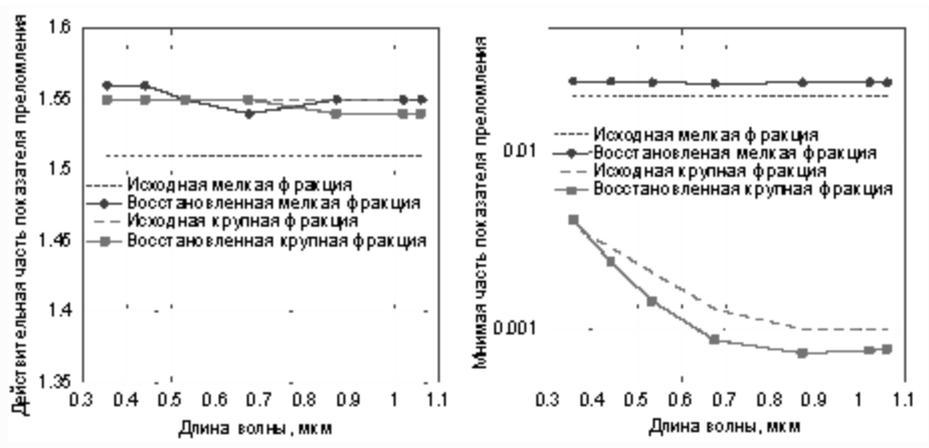


Рисунок 3 – Результат восстановления комплексного показателя преломления крупной и мелкой фракций атмосферного аэрозоля

Разработан алгоритм совместного численного обращения комбинированных многоволновых лидарных и спектрально-угловых фотометрических измерений, который восстанавливает полный набор микрофизических параметров атмосферного аэрозоля, представляя его в виде смеси мелкой и крупной фракций, позволяя оценить распределение по размерам, комплексный показатель преломления, вертикальное распределение концентрации и содержание несферических частиц для каждой аэрозольной фракции.

Список литературы

1. Dubovik, O., King, M.A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical proprieties from Sun and sky radiance measurements // *Journal of geophysical research*. – 2000. – Т. 105, D 16. – С. 20673 – 20696.
2. Lenoble, J., Herman, M., Deuze J.L., Lafrance, B., Santer, R., Tanre, D. A successive order of scattering code for solving the vector equation of transfer in the earth's atmosphere with aerosols // *J. Quant. Spectrosc.* – 2007. – Т. 107, № 3, – С. 479 – 507.
3. Chaikovsky, A.P., Dubovik, O., Holben, D.N., Bril A.I. Methodology to retrieve atmospheric aerosol parameters by combining ground-based measurements of multi-wavelength lidar and sun sky-scanning radiometer // *Eight International Symposium on Atmospheric and Ocean and Ocean Optics: Atmospheric Physics*, Gellii A. Zherebtsov, Genadii G. Matvienko, Victor A. Banakh, Vladimir V. Koshelev, Editors, *Proceeding of SPIE*. – 2002. – Т. 4678. – С. 257 – 268.
4. Dubovik, O., Herman, M., Holdak, A., Lapyonok, T., Tanre, D., Deuze, J.L., Ducos, F., Sinyuk, A., Lopatin, A. Statistically optimized inversion algorithm for enhanced retrieval of aerosol properties from spectral multi-angle polarimetric satellite observations // *Atmos. Meas. Tech.* – 2011. – № 4. – С. 975 – 1018.

А.Ю. Лопатин, А.П. Чайковский – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, lopatsin@scat.bas-net.by.
О.В. Дубовик, Т.В. Лапенко, Ф. Голоуб, Д. Танре, А.Ю. Лопатин – Лилльский университет наук и технологий.

УДК 535.36

С.А. Лысенко, М.М. Кугейко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОГО И НАЗЕМНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Создание региональных и глобальной системы мониторинга оптических и микрофизических свойств атмосферного аэрозоля составляет важную часть международных экологических программ.

В настоящее время для контроля параметров аэрозоля созданы региональные лидарные сети в Европе (EARLINET), Юго-восточной Азии (AD-Net), на пространстве СНГ (CIS-LiNET). В 2006 – 2007 гг. под эгидой Всемирной метеорологической организации начался процесс формирования глобальной лидарной сети GALION. Данные, получаемые в этих сетях, позволяют качественно исследовать динамику поствулканических изменений аэрозольной атмосферы, локальные процессы, протекающие в дисперсной смеси и глобальный перенос аэрозоля. Количественная же интерпретация данных лидарного зондирования ограничена неоднозначностью связи между коэффициентами аэрозольного ослабления (КАО) и коэффициентом аэрозольного обратного рассеяния (КАОР), а также методическими аспектами решения обратных задач.

Наряду с лидарными сетями в последние два-три десятилетия активно развивается космическая система наблюдений за составом атмосферы. Спутниковые методы измерений интенсивно используются для изучения характеристик газового состава атмосферы и пространственно-временных трендов содержания аэрозоля. Одним из наиболее широко используемых методов пассивного дистанционного зондирования из космоса является затменный метод, основанный на измерении пропускания атмосферой солнечного излучения на касательных трассах при восходе и заходе солнца. Важными достоинствами метода являются высокое пространственное разрешение (~0,5 км) и отсутствие необходимости абсолютной калибровки прибора для измерения функции пропускания. Проведенный с применением этого метода ряд спутниковых экспериментов с аппаратурой SAGE-III позволил получить обширную информацию о высотных профилях КАО в видимой и ближней ИК областях спектра (длины волн 385, 450, 520, 600, 675, 755, 870, 1020 и 1545 нм).

В настоящей работе решается задача интерпретации данных совместных измерений КАО спутниковой аппаратурой SAGE-III и КАОР лидарными системами, использующими в качестве источника излучения Nd:YAG-лазер. Лидар на основе Nd:YAG-лазера позволяет измерять профили сигналов обратного рассеяния на длинах волн 355, 532 и 1064 нм. Для перехода от измеряемых сигналов к профилям КАОР удобно использовать одновременные спутниковые измерения КАО аппаратурой SAGE-III на длинах волн 385, 520 и 1020 нм.

Восстановление оптических характеристик аэрозоля. Интерпретация данных лидара основывается на обращении уравнений лазерного зондирования, связывающего мощность принимаемого с расстояния z сигнала обратного рассеяния $P(z, \lambda)$ с параметрами среды:

$$P(z, \lambda) = G(z) \cdot A(\lambda) \cdot z^{-2} \cdot \beta_a(z, \lambda) + \beta_m(z, \lambda) \cdot \exp \left\{ -2 \int_0^z \varepsilon_a(x, \lambda) + \varepsilon_m(x, \lambda) dx \right\},$$

где $\beta_a(z, \lambda)$ и $\beta_m(z, \lambda)$ – соответственно коэффициенты обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния; $\varepsilon_a(z, \lambda)$ и $\varepsilon_m(z, \lambda)$ – соответственно коэффициенты аэрозольного и молекулярного ослабления; $G(z)$ – геометрический фактор лидара, $A(\lambda)$ – приборная константа.

При задании опорного значения $\beta_a(z_{ref}, \lambda)$ на некотором участке трассы зондирования z_{ref} восстановление профиля $\beta_a(z, \lambda)$ можно осуществлять по формуле, получаемой путем деления сигналов, принятых с последовательно расположенных высот, что позволяет устранить предварительную калибровку лидара [1]:

$$\beta_a(z_i, \lambda) = \frac{P(z_i, \lambda)}{P(z_{i+1}, \lambda)} \left(\frac{z_i}{z_{i+1}} \right)^2 \beta_a(z_{i+1}, \lambda) + \beta_m(z_{i+1}, \lambda) \times \exp -\Delta z_i \varepsilon_a(z_i, \lambda) + \varepsilon_a(z_{i+1}, \lambda) + \varepsilon_m(z_i, \lambda) + \varepsilon_m(z_{i+1}, \lambda) , \quad (1)$$

где $\Delta z_i = z_{i+1} - z_i$.

Исходя из свойств устойчивости решения (1) к погрешностям задания граничного условия, опорное значение $\beta_a(z_{ref}, \lambda)$ предпочтительно задавать в конце трассы зондирования. Обычно используется предположение, что для длин волн лазерного зондирования аэрозольное рассеяние в верхней стратосфере значительно меньше аэрозольного, в силу чего можно положить $\beta_a(z_{ref}, \lambda) \approx 0$.

Характеристики молекулярного рассеяния могут быть определены с использованием итерационной методики интерпретации измерений прозрачности атмосферы аппаратурой SAGE-III или модельным высотным профилям температуры и давления. Высотно-спектральные профили $\varepsilon_a(z, \lambda)$, входящие в (1), также могут быть определены из сопутствующих спутниковых измерений КАО путем их интерполяции на нужную сетку высот и длин волн.

Таким образом, совместное лидарное и спутниковое зондирование с использованием рассматриваемой аппаратуры позволяет определять высотные профили КАО на длинах волн 385, 450, 520, 600, 675, 755, 870, 1020, 1545 нм и КАОР на длинах волн 355, 532 и 1064 нм.

Регрессионные уравнения между оптическими и микрофизическими характеристиками аэрозоля. В основе регрессионного подхода к решению обратных задач лежит предположение, что искомые МФП $\mathbf{X} = (x_j)$, $j = 1, \dots, M$ могут быть найдены с помощью некоторого аналитического преобразования $\mathbf{O} \mathbf{X} = \mathbf{Y} = (y_i)$, $i = 1, \dots, 12$ [2]. В данной работе аппроксимация статистической связи между \mathbf{X} и \mathbf{Y} осуществлялась полиномами следующего вида:

$$\ln x_j = \sum_{0 \leq m+n+p \leq 3} a_{mnk}^j \ln y_1^m \ln y_2^n [\ln y_3]^p. \quad (2)$$

В (2) содержится 19 коэффициентов a_{mnk}^j , образующих вектор \mathbf{a} , который в соответствии с теорией метода наименьших квадратов получается из решения системы линейных уравнений:

$$\mathbf{a} = (\mathbf{P}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{P})^{-1} \mathbf{P}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{X}, \quad (3)$$

где \mathbf{P} – матрица размером $K \times 19$ с элементами, равными $\ln y_1^m \ln y_2^n [\ln y_3]^p$ ($m+n+p \leq 3$), $K = 10^3$ – размер выборки $\mathbf{O} \mathbf{X}$ аэрозоля, полученной на основе приведенной выше статистической модели, $k = 1, \dots, K$; \mathbf{W} – диагональная матрица весов размером 19×19 , которая, ввиду однородности данных, принята равной единичной матрице.

Выбор оптимальных наборов $\mathbf{O} \mathbf{X}$ производился путем компьютерного перебора всех 220 возможных комбинаций (C_{12}^3) из 12 рассматриваемых $\mathbf{O} \mathbf{X}$ (9 КАО и 3 КАОР) и вычисления среднеквадратичной относительной погрешности восстановления искомого параметра с использованием регрессий (2) при $\delta y_i = 15\%$.

Для оценки достоверности получаемых на основе используемой модели СА регрессионных уравнений проведено их сравнение с независимыми экспериментальными данными по статистическим связям между оптическими и микрофизическими характеристиками аэрозоля. Использовалось полученное в [3] уравнение регрессии между интегральной площадью поверхности частиц аэрозоля и его коэффициентами ослабления на длинах волн $\lambda_1 = 520$ нм и $\lambda_2 = 1020$ нм:

$$S_t = \varepsilon_a(\lambda_2) \left(\frac{1854,97 + 90,137K + 66,97K^2}{1,0 - 0,1745K + 0,00858K^2} \right), \quad (4)$$

где $K = \varepsilon_a(\lambda_1) / \varepsilon_a(\lambda_2)$. Уравнение (4) получено на основе интерпретации массива измерений $\varepsilon(\lambda)$ аппаратурой SAGE-II (длины волн 385, 450, 520, 1020 нм), накопленного за период 1984–1994 г.

Полиномиальная регрессия между S_t и $\varepsilon(\lambda_1)$, $\varepsilon(\lambda_2)$, установленная на основе используемой в настоящей работе выборки оптико-микрофизических параметров СА, имеет вид:

$$\ln S_i = 6,1447 + 1,6632 \cdot 10^{-2} E_{\lambda_1} - 0,1084 E_{\lambda_1}^2 - 1,0877 \cdot 10^{-2} E_{\lambda_1}^3 + \\ 0,3763 \cdot 10^{-2} E_{\lambda_2} + 5,6193 \cdot 10^{-2} E_{\lambda_2}^2 - 9,6936 \cdot 10^{-3} E_{\lambda_2}^3 - \\ 3,6120 \cdot 10^{-2} E_{\lambda_1} E_{\lambda_2} - 1,6285 \cdot 10^{-3} E_{\lambda_1}^2 E_{\lambda_2} + 1,7965 \cdot 10^2 E_{\lambda_1} E_{\lambda_2}^2, \quad (5)$$

где $E_{\lambda_1} = \ln \varepsilon(\lambda_1)$, $E_{\lambda_2} = \ln[\varepsilon_a(\lambda_2)]$. Коэффициенты регрессий в (5) получены из решения системы уравнений (3).

Результаты сравнения значений параметра S_i , восстановленных для модельной выборки характеристик СА с использованием уравнений (4) и (5) показывают, что коэффициент корреляции между восстановленными значениями S_i составляет 0,997, а методы регрессионного анализа позволяют получать достоверные статистические связи между оптическими и микрофизическими характеристиками аэрозоля.

Список литературы

1. Креков, Г.М., Кавкянов, С.И., Крекова, М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. – Новосибирск: Наука. – 1987. – 184 с.
2. Колемаев, В.А., Калинина, В.Н. Теория вероятностей и математическая статистика. – М.: ИНФРА-М, 1997. – 300 с.
3. Thomason, L.W., Poole, L.R., Deshler, T.R. A global climatology of stratospheric aerosol surface area density as deduced from SAGE II: 1984-1994 // J. Geophys. Res. – 1997. – V. 102. – P. 8967 – 8976.

С.А. Лысенко, М.М. Кугейко – Белорусский государственный университет, Минск, kugeiko@bsu.by.

УДК 535.24

С.В. Никоненко, В.А. Ждановский, Е.В. Луценко, А.А. Липлянин

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ В СИНЕЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Качество и безопасность созданных на основе твердотельных источников излучения изделий, и в первую очередь лазерных диодов (ЛД), во многом определяются точностью измерения их характеристик. Наиболее неблагоприятными факторами, влияющими на качество, являются: разброс оптических и электрических свойств в партии, их зависимость от температуры и деградация со временем. Поэтому продукция разработанная с использованием ЛД подлежит сертификации, проведение которой, согласно требований международных стандартов ИСО серии 9000, предусматривает контроль качества продукции с помощью средств измерений, откалиброванных стандартизованными методами на национальной эталонной базе.

Для лазерной техники в настоящее время в Беларуси действуют национальные стандарты, гармонизированные с международными требованиями. К сожалению, рекомендации международных стандартов по измерению оптических характеристик ЛД не в полной мере учитывают особенности их излучения. Это обусловлено в первую очередь существенным различием ЛД по пространственному и спектральному распределению излучения, что в свою очередь приводит к отсутствию универсальной геометрии их измерения. Так, например, международные стандарты ИСО регламентируют требования только для источников лазерного излучения с углом расходимости менее 30 мрад, в то время как углы расходимости излучения полупроводниковых лазеров без коллимирующей оптики может достигать 90° [1 – 5].

Для измерения пространственного распределения интенсивности излучения ЛД в Институте физики НАН Беларуси создана гониометрическая установка [6]. Основные технические и метрологические характеристики установки: диапазон углов поворота в двух взаимно перпендикулярных плоскостях от -110° до $+110^\circ$; диапазон измерения плотности мощности ЛИ от 300 нВт/см^2 до 300 мВт/см^2 на расстоянии до $1,5 \text{ м}$ в спектральном интервале от 350 до 1100 нм ; относительная расширенная неопределённость ($k = 2$) измерений плотности мощности ЛИ в диапазоне от 300 мкВт до 300 мВт не превышает $3,4 \%$, и $9,2 \%$ в диапазоне от 300 нВт до 300 мкВт .

На первом этапе исследований проводились измерения пространственного распределения мощности излучения различных ЛД как в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, так и по всем углам. На рисунке 1 представлены результаты измерений: 1а – пространственное распределение мощности излучения импульсного ЛД с линзой ($\lambda = 845 \text{ нм}$, $f = 5 \text{ кГц}$); на 1б – пространственное распределение мощности излучения импульсного ЛД с линзой в двух взаимно перпендикулярных плоскостях; на 1в – пространственное распределение мощности излучения ЛД работающего в непрерывном режиме генерации ($\lambda = 635 \text{ нм}$); на 1г – пространственное распределение мощности излучения ЛД ($\lambda = 405 \text{ нм}$) в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Из рисунка 1 видно, что пространственное распределение интенсивности излучения имеет неравномерный характер для всех типов ЛД, причем, для «синего» ЛД в большей степени. Следует также отметить, что измерение пространственных характеристик в двух взаимно перпендикулярных плоскостях неинформативно, что видно из рисунка 1а, б. Поэтому при применении ЛД в конкретных изделиях целесообразно проводить предварительные измерения пространственного распределения их интенсивности.

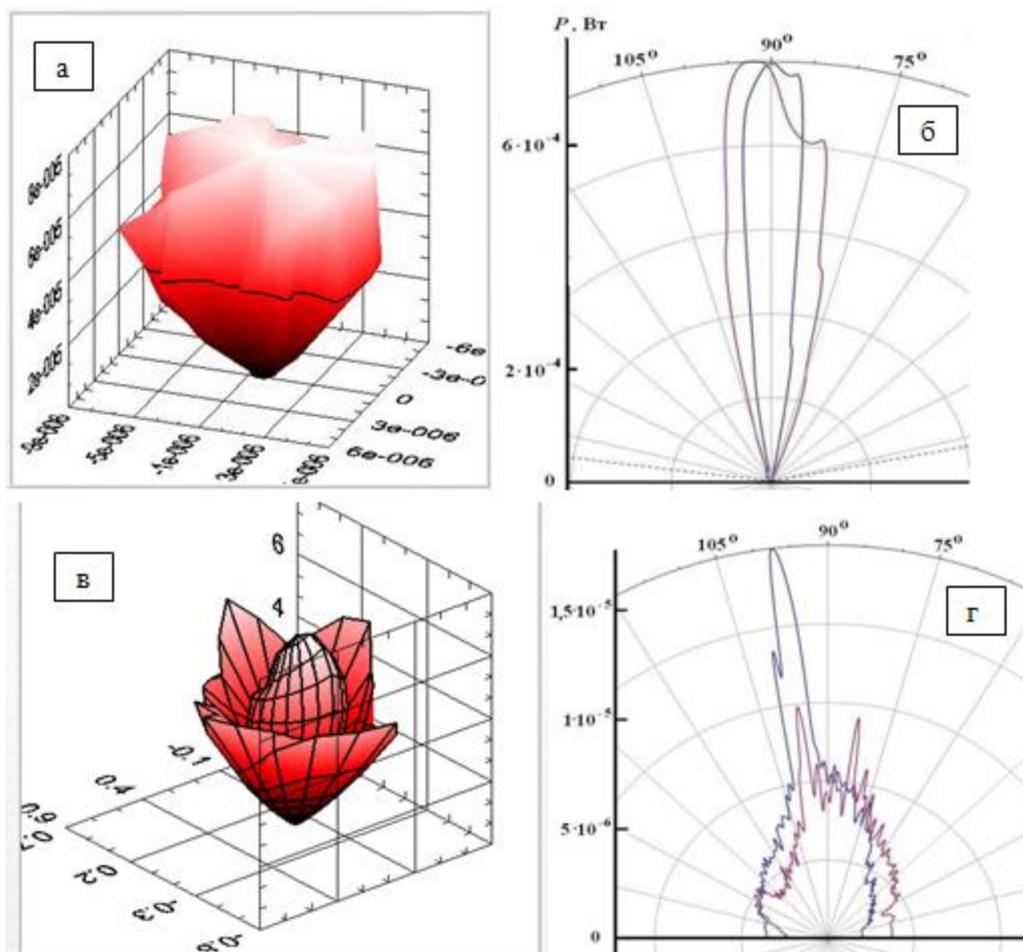
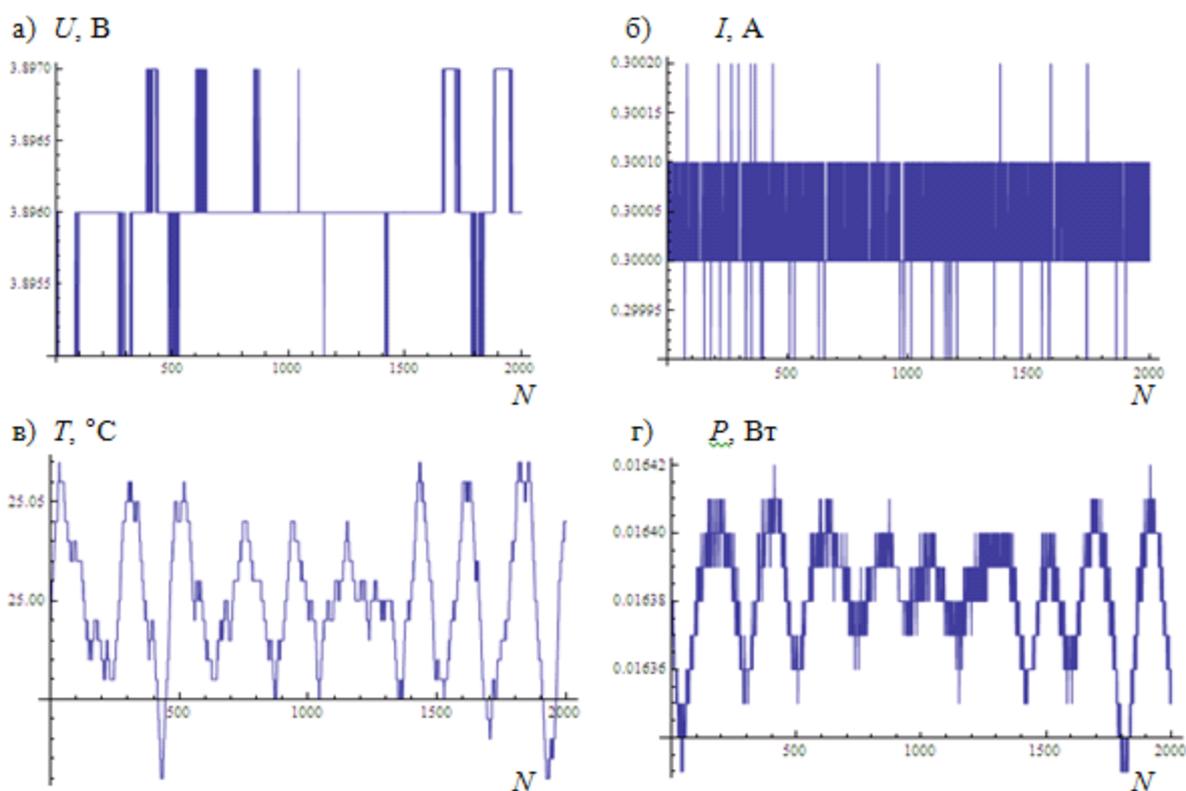


Рисунок 1 – Результаты измерения пространственного (а, б, в) и в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (г) распределения мощности излучения ЛД

Полученное крайне неравномерное пространственное распределение интенсивности излучения «синего» ЛД позволило задаться вопросом о факторах влияющих на точность измерения мощности излучения ЛД. Поэтому на втором этапе исследований проводилось выявление взаимосвязи температуры корпуса, напряжения и средней мощности излучения ЛД ($\lambda = 405$ нм), при стабилизированном токе инжекции. Распределения напряжения, тока инжекции, температуры и мощности излучения ЛД с течением времени представлены на рисунке 2, где N – число отсчетов по 0,2 с.



a – напряжение, *б* – ток инжекции, *в* – температура корпуса, *г* – мощность излучения

Рисунок 2 – Распределения напряжения, тока инжекции, температуры и мощности излучения ЛД

По результатам эксперимента были рассчитаны коэффициенты корреляции Пирсона для тока инжекции, напряжения, температуры корпуса и мощности излучения лазерных диодов, которые представлены в таблице 1. Как видно из таблицы максимальное влияние на мощность излучения, оказывает температура. Это объясняется тем, что с изменением температуры изменяется ширина запрещенной зоны р-п перехода, что приводит как к изменению напряжения прямого смещения р-п перехода при фиксированном значении тока инжекции, так и к изменению длины волны генерации и мощности излучения. Действительно как видно из таблицы коэффициенты корреляции отрицательны для мощности излучения, что обусловлено уменьшением мощности излучения с увеличением температуры, как и для напряжения смещения, что вызвано температурным уменьшением ширины запрещенной зоны. Отличие от единицы этих параметров обусловлено как нелинейной зависимостью этих характеристик от температуры, так и инерционностью теплоотвода.

Поскольку при проведении измерений пространственного распределения интенсивности излучения лазерных диодов производится вращение самого диода, то в процессе измерений изменяются условия охлаждения. Поэтому для повышения точности измерений необходимо использовать малоинерционные теплоотводы с низким значением теплового сопротивления (надежный тепловой контакт) стабилизируемые с помощью элементов Пельтье.

Таблица 1 – Коэффициенты корреляции тока инжекции, напряжения, температуры корпуса с мощностью излучения лазерных диодов

Температура корпуса ЛД, °С	corr(P,T)	corr(P,U)	corr(T,U)	Температура корпуса ЛД, °С	corr(P,T)	corr(P,U)	corr(T,U)
19	- 0,843	0,586	- 0,639	25	- 0,271	0,170	- 0,308
	- 0,757	0,577	- 0,505		- 0,367	0,070	- 0,028
	- 0,833	0,834	- 0,705		- 0,422	-	-
23	- 0,433	0,211	- 0,277	27	- 0,785	0,654	- 0,615
	- 0,368	0,420	- 0,533		- 0,608	0,032	- 0,094
	- 0,292	0,313	- 0,487		- 0,517	-	-

Таким образом, проведенные исследования позволяют говорить о том, что: в настоящее время актуальна задача разработки стандартизованных способов измерения пространственных характеристик излучения ЛД, а также других твердотельных источников излучения с большими углами расходимости; основным влияющим фактором на результаты измерения мощности излучения лазерных диодов оказывает температура, поэтому при проведении измерений пространственных характеристик излучения лазерных диодов, необходимо особое внимание уделять обеспечению стабильности температуры излучателя.

Список литературы

1. СТБ ИСО 13694-2004. Оптика и оптические приборы. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний распределения плотности мощности (энергии) лазерного излучения.
2. СТБ ИСО 11146-1-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширины, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 1. Стилматические пучки и пучки с простым астигматизмом.
3. СТБ ИСО 11146-2-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширины, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 2. Пучки с общим астигматизмом.
4. СТБ ИСО/ГО 11146-3-2006. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения ширины, углов расходимости и параметров качества пучка. Часть 3. Собственная и геометрическая классификация лазерных пучков, преобразование и методы испытаний.
5. ГОСТ ИСО 11554-2007. Оптика и фотоника. Лазеры и относящееся к лазерам оборудование. Методы испытаний для определения мощности, энергии и временных характеристик лазерного излучения.
6. Никоненко, С.В. Установка для измерения пространственного распределения излучения лазерных диодов и силы света светодиодов и светодиодных осветителей / С.В. Никоненко [и др.] // Доклады БГУИР. – 2011. – Т. 9, № 4. – С. 101 – 109.

С.В. Никоненко, В.А. Ждановский, Е.В. Луценко, А.А. Липлянин – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, s.nikonenko@dragon.bas-net.by.

УДК 534.511.1

В.А. Пилипович, И.Б. Залесский, А.И. Конойко, Н.А. Малевич, А.М. Поликанин, Р.Г. Седнев

ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ВИБРОУСТОЙЧИВЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С СОВМЕЩЕННЫМИ КАНАЛАМИ ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ МИКРО- И НАНОПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Целесообразность использования интерферометрических методов обусловлена высокой чувствительностью [1]. Для достижения максимально возможной точности интерферометрических измерений необходима минимизация воздействия внешних факторов, таких как вибрация,

флуктуации температуры и т.п. Кроме того, для высокоточных измерений в широком линейном диапазоне требуется исключение неоднозначности интерференционных измерений, возникающей вследствие функциональной зависимости интенсивности излучения от величины относительного смещения интерферирующих пучков, которая является периодической гармонической функцией. Поэтому задача синтеза новых методов трансляции световых пучков в интерферометрических системах с целью решения вышеперечисленных проблем является актуальной.

Виброустойчивый двухканальный интерферометр с совмещенными каналами работает следующим образом. В исходном состоянии плоско поляризованный световой пучок проходит между первым и вторым отражателями и поступает на вход первого светоделителя. Так как плоскости, в которых лежат оптические оси первой и второй плоскопараллельных кристаллических призм, ортогональны друг другу и ориентированы под углом 45° к плоскости поляризации входного светового пучка, то при ее прохождении падающий световой пучок делится на два ортогонально поляризованных равных по амплитуде. Эти световые пучки проходят в первом светоделителе одинаковые оптические пути, так как в первой плоскопараллельной кристаллической призме один является обыкновенным другой – необыкновенным, а во второй плоскопараллельной кристаллической призме, наоборот первый является необыкновенным, а второй – обыкновенным. Поэтому на выходе первого светоделителя мы имеем две когерентные ортогонально поляризованные световые волны, амплитуды которых можно определить из выражения:

$$\begin{cases} E_{x3} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{y3} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \end{cases} \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда входной световой волны; ν – частота световой волны; t – время существования световой волны; φ – фаза световой волны.

Далее при прохождении вращателя поляризации, эти ортогонально поляризованные световые волны испытывают поворот плоскости поляризации на угол 45° , например, по часовой стрелке. После чего они поступают на вход второго светоделителя. Так как плоскости, в которых лежат оптические оси третьей и четвертой плоскопараллельных кристаллических призм, ортогональны друг другу и ориентированы под углом 45° к плоскостям поляризации поступающих световых пучков, то при прохождении падающие световые пучки делятся на четыре попарно ортогонально одинаковые оптические пути, так как в третьей плоскопараллельной кристаллической призме два являются обыкновенными другие два – необыкновенными, а в четвертой плоскопараллельной кристаллической призме, наоборот первые являются необыкновенными, а вторые – обыкновенными. Поэтому на выходе второго светоделителя имеют место две пары когерентных ортогонально поляризованных световых волн (E_{x7I} , E_{y7I} , E_{x7II} , E_{y7II}), амплитуды которых можно определить из следующего выражения:

$$\begin{cases} E_{x7I} = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{y7I} = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{x7II} = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{y7II} = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \end{cases} \quad (2)$$

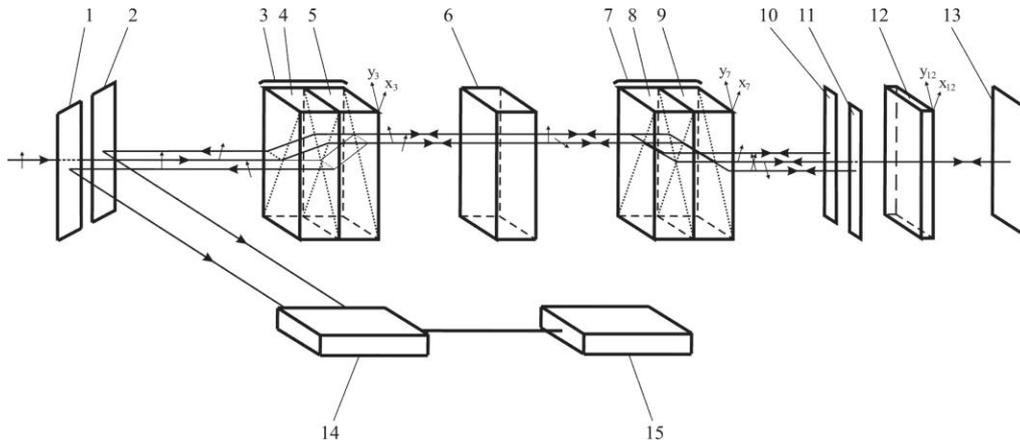


Рисунок 1 – Функциональная схема двухканального виброустойчивого интерферометра с совмещенными каналами зондирования: 1, 2, 10, 11, 13 – первый, второй, третий, четвертый и пятый отражатели; 3, 7 – первый и второй светоделители; 4, 5, 8, 9 – первая, вторая, третья и четвертая плоскопараллельные призмы, оптическая ось которых ориентирована под углом к входной и выходной грани; 6 – вращатель поляризации; 12 – фазовый элемент $\lambda/8$; 14 – двухканальный фотоприемник; 15 – регистратор

Причем, канал y -волны первой (левой) пары E_{y7I} будет совмещен с каналом x -волны второй (правой) пары E_{x7II} . Далее x -волна первой (левой) пары E_{x7I} поступает третий отражатель, а y -волна второй (правой) пары E_{y7I} – на четвертый отражатель. В то время как совмещенные волны, испытав, на фазовом элементе $\lambda/8$, соответствующий фазовый сдвиг относительно друг друга, поступают на пятый отражатель, где после отражения идут в обратном направлении. На фазовом элементе $\lambda/8$ они приобретают дополнительную разность фаз $\pi/4$, что в сумме, с разностью фаз наведенной в прямом ходе, составит $\pi/2$. Поэтому на второй светоделитель в обратном ходе поступают две пары когерентных ортогонально поляризованных световых волн (E_{x7I}^* , E_{y7I}^* , E_{x7II}^* , E_{y7II}^*), амплитуды которых можно определить из следующего выражения:

$$\begin{cases} E_{x7I}^* = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{y7I}^* = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\varphi_{12} + \Delta\varphi_{12} + \Delta\varphi_{13})] \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{x7II}^* = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\varphi_{12} + \Delta\varphi_{13})] \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \\ E_{y7II}^* = \frac{1}{2} E_0 \exp [i(\pi\nu t + \varphi)] \end{cases} \quad (3)$$

где φ_{12} – фазовый сдвиг, вносимый в прямом и обратном ходе фазовым элементом $\lambda/8$ в световую волну, плоскость поляризации которой параллельна оси x_{12} ; $\varphi_{12} + \Delta\varphi_{12}$ – фазовый сдвиг, вносимый в прямом и обратном ходе фазовым элементом $\lambda/8$ в световую волну, плоскость поляризации которой параллельна оси y_{12} ; $\Delta\varphi_{12} = \pi/2$; – разность фаз, приобретенная ортогонально поляризованными световыми волнами в прямом и обратном ходе при прохождении через фазовый элемент $\lambda/8$; $\Delta\varphi_{13}$ – сдвиг фазы ортогонально поляризованных волн вследствие прохождения в прямом и обратном ходе зазора между фазовым элементом $\lambda/8$ и пятым отражателем.

Волны каждой пары, пройдя второй светоделитель в обратном направлении, совмещаются и интерferируют между собой. Результат их интерференции выражается в изменении их суммарной

поляризации в каждой паре. Выражения для нахождения величин векторов напряженности электрического поля световых волн, идущих в обратном ходе после второго светоделителя E_{I0} , E_{II0} , параллельных и $E_{I\perp}$, $E_{II\perp}$ и перпендикулярных плоскостям поляризации световых пучков, падающих на светоделитель в прямом ходе, имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_{I0} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{x7I} + E_{y7I} = \frac{\sqrt{2}}{4} E_0 \exp[i 2\pi\nu t + \phi] \left\{ 1 + \exp\left[i\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13} + \frac{\pi}{2}\right)\right] \right\}; \\ E_{I\perp} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{x7I} - E_{y7I} = \frac{\sqrt{2}}{4} E_0 \exp[i 2\pi\nu t + \phi] \left\{ 1 - \exp\left[i\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13} + \frac{\pi}{2}\right)\right] \right\}; \\ E_{II0} = \frac{\sqrt{2}}{2} E_{x7II} + E_{y7II} = \frac{\sqrt{2}}{4} E_0 \exp[i 2\pi\nu t + \phi] \left\{ \exp\left[i\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13}\right)\right] \right\}; \\ E_{II\perp} = \frac{\sqrt{2}}{2} (E_{x7II} - E_{y7II}) = \frac{\sqrt{2}}{4} E_0 \exp[i 2\pi\nu t + \phi] \left\{ \exp\left[i\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13}\right)\right] \right\} \end{cases} \quad (4)$$

Далее при прохождении вращателя поляризации, эти ортогонально поляризованные световые волны испытывают поворот плоскости поляризации на угол -45° , против часовой стрелки. После чего они поступают на первый светоделитель, который направляет световые потоки соответствующие $E_{I\perp}$, $E_{II\perp}$ соответственно на первый и второй отражатели. Выражения для нахождения величины интенсивностей этих пучков имеют следующий вид:

$$\begin{cases} I_{I\perp} = \frac{1}{4} I_0 \left[1 - \cos\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13} + \frac{\pi}{2}\right) \right]; \\ I_{II\perp} = \frac{1}{4} I_0 \left[1 - \cos\left(\phi_{12} + \Delta\phi_{13}\right) \right] \end{cases} \quad (5)$$

где I_0 – интенсивность излучения входного светового пучка.

Далее излучение поступает на двухканальный фотоприемник, который преобразует световые сигналы в электрические. В измерительном устройстве, электрические сигналы поступают на входы двухканального высокоскоростного аналого-цифрового преобразователя, где осуществляется их оцифровка. При дальнейшей обработке сигналов осуществляется вычисление значения величины смещения пятого отражателя относительно третьего и четвертого отражателей, для каждого цифрового отсчета в отдельности. Высокая точность измерений достигается, тем, что в любой момент времени они ведутся на практически линейном участке зависимости интенсивности излучения от оптической разности хода интерферирующих между собой световых пучков. Вследствие того, что в предлагаемом интерферометре световые пучки проходят через одни и те же оптические элементы, разность их оптических путей остается постоянной независимо от возникающих смещений элементов. Таким образом, приведенная схема трансляции световых потоков позволяет исключить влияние дестабилизирующих воздействий (например, механических вибраций).

При смещении пятого отражателя происходит изменение начального сдвига фазы ортогонально поляризованных волн $\delta\phi_{13}$ вследствие прохождения в прямом и обратном ходе зазора между фазовым элементом $\lambda/8$ и пятым отражателем, что вызовет на выходе, согласно выражениям (5), изменение интенсивности выходного излучения. Далее излучение поступает на двухканальный фотоприемник, который преобразует световые сигналы в электрические, которые потом обрабатываются. Однозначность и высокая точность измерения величины смещения пятого отражателя достигается благодаря тому, что каждый раз, в одном из двух каналов, измерения производятся в области практически линейного участка функциональной зависимости интенсивности излучения от величины относительного смещения пятого отражателя. В другом же канале в этот

момент времени измерения производятся в области экстремума. В зависимости от "верхнего" или «нижнего» уровня экстремума на программном уровне определяется, на каком из "склонов" функциональной зависимости другого канала производятся измерения. В свою очередь это позволяет исключить неоднозначность измерений.

Оптическая схема виброустойчивого интерферометра с совмещенными каналами зондирования, разработанная на базе предложенного метода трансляции световых потоков отличается простотой и дешевизной, так как не требует сложной юстировки, как при изготовлении, так и при эксплуатации. Она позволяет, в отличие от известных минимизировать внешние факторы на процесс измерения и получить точность измерения линейных перемещений порядка $0,1\lambda$ (λ - длина волны света) в широком диапазоне линейных перемещений, определяемом длиной когерентности используемого источника излучения.

Список литературы

1. Binnig, G., Quate, C.F., Gerber, Ch. Atomic Force Microscope // Physical Review Letters. – 1986. – V. 56. – P. 930 – 936.

В.А. Пилипович, И.Б. Залесский, А.И. Конойко, Н.А. Малевич, А.М. Поликанин, Р.Г. Седнев – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, kanojka@inel.bas-net.by.

УДК 621.372

И.У. Примак, А.В. Хомченко

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЛНОВОДНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

В данной работе исследуются возможности определения коэффициентов усиления мод волновода, с помощью призмного устройства связи (рис. 1а). Рассматривается схема измерений, в которой реализуется одновременное возбуждение двух мод с помощью пучка накачки (ПН) и зондирующего пучка (ЗП), имеющих разные длины волн λ_p и λ_s соответственно. При этом одна из мод создает инверсию населенности энергетических уровней в волноводе 3, а вторая мода испытывает в данных условиях усиление, которое можно обнаружить, проанализировав модификацию регистрируемого матрицей фотоприемников 8 углового распределения интенсивности отраженного от призмы ЗП (рис. 1б).

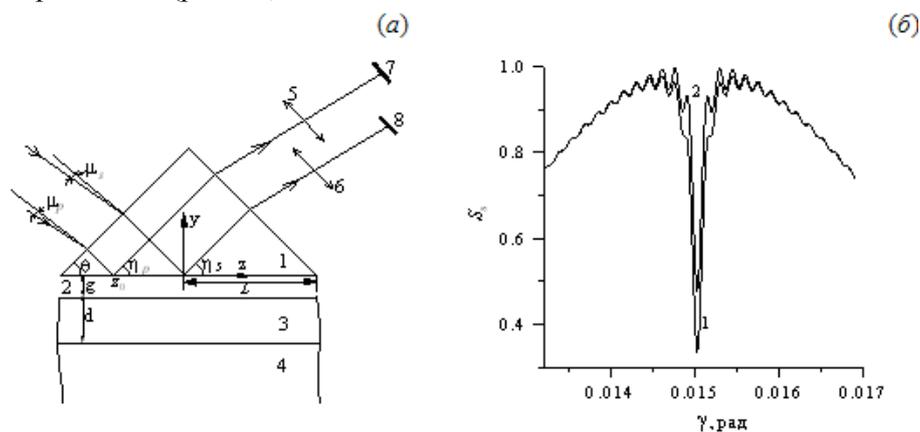


Рисунок 1 – Схема призмного устройства возбуждения волновода (а) и угловые распределения мощности отраженного от основания призмного устройства ЗП (б): 1 – призма, 2 – буферный слой (воздух), 3 – волноводная пленка, 4 – подложка, 5, 6 – линзы, 7, 8 – матрицы фотоприемников; кривая 1 построена для волноводной структуры без усиления, кривая 2 – для волноводной структуры с усилением

В этой ситуации, согласно [1, с. 66] угловое распределение мощности отраженного от основания призмного устройства ЗП (так называемая m-линия) определяется как

$$S_s(\gamma) = T \left| (2\pi)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^L \psi_s(x, z) \exp[ik_z(\gamma)z] dz \right|^2, \quad (1)$$

где T – коэффициент, учитывающий отражение ЗП на боковых гранях призмы, $k_z = k_s (\sin \theta \sqrt{n_p^{(s)2} - n_a^{(s)2} \sin^2 \gamma} - n_a^{(s)} \cos \theta \sin \gamma)$, $k_s = 2\pi / \lambda_s$, $n_p^{(s)}$ и $n_a^{(s)}$ – показатели преломления призмы 1 и окружающей ее среды для заданной длины волны λ_s , L – расстояние от оси пучка до правого края призмы, отсчитанное вдоль основания призмы, θ – угол (рис. 1а). При этом распределения полей (компонент напряженности E_x волн ТЕ-поляризации) на основании призмы рассчитываются с помощью выражений:

$$\psi_{s,p} = \frac{2ik_{yg}^{(s,p)} k_{yp}^{(s,p)} \exp(-k_{yg}^{(s,p)} g) A_{s,p} \varphi_{s,p} Y_{s,p}(0)}{(ik_{yg}^{(s,p)} - k_{yp}^{(s,p)}) \exp(i\beta_{s,p} z) \operatorname{Re} h_{s,p} \operatorname{Im} \bar{h}_{s,p} \int_{-\infty}^{\infty} Y_{s,p}^2 dy}.$$

Здесь, $A_{s,p}$ – амплитуды ЗП и ПН, $\beta_{s,p}$ – составляющие волновых векторов пучков, $k_{yp}^{(s,p)} = \sqrt{k_{s,p} n_p^{(s,p)2} - \operatorname{Re} h_{s,p}^2}$, $k_{yg}^{(s,p)} = \sqrt{\operatorname{Re} h_{s,p}^2 - k_{s,p} n_g^{(s,p)2}$, $n_p^{(s,p)}$ и $n_g^{(s,p)}$ – показатели преломления призмы 1 и буферного слоя 2 для заданной длины волны $\lambda_{s,p}$, $k_p = 2\pi / \lambda_p$, $h_{s,p}$ – постоянные распространения (ПР) возбуждаемых ЗП и ПН мод свободного волновода в отсутствие усиления, $\bar{h}_{s,p}$ – ПР вытекающих мод структуры волновод-призма, g – толщина буферного слоя, x_0 и z_0 – координаты, указывающие насколько смещен ПН по отношению к ЗП (рис. 1а), $Y_{s,p}(y)$ – поперечные распределения полей мод волновода в отсутствие усиления.

Амплитуды мод $\varphi_{s,p}$ вычисляются в результате решения системы двух дифференциальных уравнений [2, с. 260]

$$\frac{\partial \varphi_{s,p}}{\partial z} = \operatorname{Im} \bar{h}_{s,p} \psi_0^{(s,p)}(x, z) - \varphi_{s,p} \left[i(\operatorname{Re} \bar{h}_{s,p} - \beta_{s,p}) - 0.5 r_{s,p} \alpha_{s,p} - \operatorname{Im} \bar{h}_{s,p} \right], \quad (2)$$

где $\psi_0^{(s,p)}(x, z)$ – распределения, падающих на основание призмы ЗП и ПН,

$\alpha_s = \alpha_s \left(|\varphi_s|^2, |\varphi_p|^2 \right)$ – коэффициент усиления моды, возбуждаемой ЗП,

$\alpha_p = \alpha_p \left(|\varphi_s|^2, |\varphi_p|^2 \right)$ – коэффициент ослабления моды, возбуждаемой ПН, $r_s = 1$, $r_p = -1$.

Предлагаемая схема расчета распределения $S_s(\gamma)$ была применена для исследования волноводного усилителя в стекле, легированного эрбием (концентрация эрбия 10^{26} м^{-3}). Рассматривалась четырех уровневая схема ионов эрбия, которая описывается системой скоростных уравнений [3, с. 2658]:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -(R + W_a)N_1 + (W_e + 1/\tau_{21})N_2 + C_{22}N_2^2 - C_{14}N_1N_4 + C_{33}N_3^2, \\ \frac{dN_2}{dt} = W_aN_1 - (W_e + 1/\tau_{21})N_2 + N_3/\tau_{32} - 2C_{22}N_2^2 - 2C_{14}N_1N_4, \\ \frac{dN_3}{dt} = RN_1 - N_3/\tau_{32} + N_4/\tau_{43} - 2C_{33}N_3^2, \\ \frac{dN_4}{dt} = -N_4/\tau_{43} + C_{22}N_2^2 - C_{14}N_1N_4 + C_{33}N_3^2, \end{cases} \quad (3)$$

где N_1, N_2, N_3, N_4 – населенности уровней 1,2,3,4, $R = R \left(|\varphi_p|^2 \right)$, $W_a = W_a |\varphi_s|^2$ и $W_e = W_e |\varphi_s|^2$ – скорости накачки, стимулированного поглощения и люминесценции, τ_{21} – радиационное время жизни на уровне 2, τ_{32} и τ_{43} – безизлучательные времена жизни на уровнях 3 и 4, C_{22} и C_{33} – коэффициенты апконверсии, C_{14} – коэффициент кросрелаксации. Стационарное решение системы (3), которое находилось численно с помощью метода Ньютона [3, с. 2658], позволило определить локальные коэффициенты усиления $g_s = \sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1$ и поглощения $a_p = \sigma_{13}N_3$ (σ_{12}, σ_{21} – сечения поглощения и люминесценции на длине волны λ_s , σ_{13} – сечение поглощения на длине волны λ_p). При этом коэффициенты $\alpha_{s,p}$ для основных мод ТЕ поляризации находились на основе теории возмущений [2, с. 260]:

$$\alpha_s = \frac{k_s n_w^{(s)} \int_{-g-d}^{-g} g_s Y_s^2 dy}{\text{Re} h_s \int_{-\infty}^{+\infty} Y_s^2 dy}, \quad \alpha_p = \frac{k_p n_w^{(p)} \int_{-g-d}^{-g} a_p Y_p^2 dy}{\text{Re} h_p \int_{-\infty}^{+\infty} Y_p^2 dy}, \quad (4)$$

где $n_w^{(s,p)}$ – показатели преломления волновода для заданной длины волны $\lambda_{s,p}$ при отсутствии усиления. В расчетах рассматривались гауссовы пучки шириной 100 мкм и мощностями 0,1 мВт (ЗП с длиной волны $\lambda_s = 1,535$ мкм) и 4 Вт (ПН с длиной волны $\lambda_p = 0,980$ мкм) при отсутствии смещения между ними (т.е. $x_0 = 0$ и $z_0 = 0$). Система дифференциальных уравнений (2) решалась методом Рунге-Кутты. Анализ полученных зависимостей $S_s(\gamma)$ (рис. 1б) показывают, что создание инверсии населенности на участке волновода длиной $L = 2$ см приводит к изменению контраста m-линии на 30 %.

Обращаясь к задаче восстановления коэффициента усиления моды α_s , учитывая информативность m-линии, мы предлагаем использовать решение, описанное в [1, с. 66], построенное на обработке распределения $S_s(\gamma)$. На рис. 2 представлены результаты восстановления α_s при перемещении ПН относительно ЗП по поверхности волновода (при этом $x_0 = 0, z_0 = -z'$), полученные с помощью такого решения. Моделирование процесса перемещения осуществлялось путем расчета по описанной схеме зависимостей $S_s(\gamma)$ при различных значениях z_0 . Здесь кривая 1 описывает результаты расчетов α_s на основе выражений (2) – (4). Кривые 2 и 3 построены в результате решения обратной задачи. При этом кривая 2 соответствует случаю $L = 2$ см, а кривая 3 – $L = 2$ мм. Оценка погрешностей такого восстановления показывает, что они в первом случае ~ 20 %, а во втором случае ~ 5 %. Данный факт объясняется тем, что при небольших значения

L (небольших размерах призмы) в отраженном от неоднородного волновода ЗП выделяются и обрабатываются в основном волны, которые несут информацию об участке волновода, для которого можно считать $\alpha_s \approx const$. Это приближение тем точнее, чем меньше L (при этом следует учитывать, что при значениях L близких к размерам падающего ЗП m -линия исчезает). Перемещая ПН по поверхности волновода (т.е. смещая неоднородность в волноводе относительно ЗП), выделяя при этом в ЗП указанные волны (т.е. организуя для отраженного ЗП своего рода «окно», размеры которого определяются длиной L и шириной ЗП [1, с. 66]), можно достаточно точно восстановить распределение волноводного коэффициента усиления (кривая 3 рис. 2). Размеры данного «окна» регулируются как перемещением пучков, так и с помощью использования специального экрана [1, с. 66].

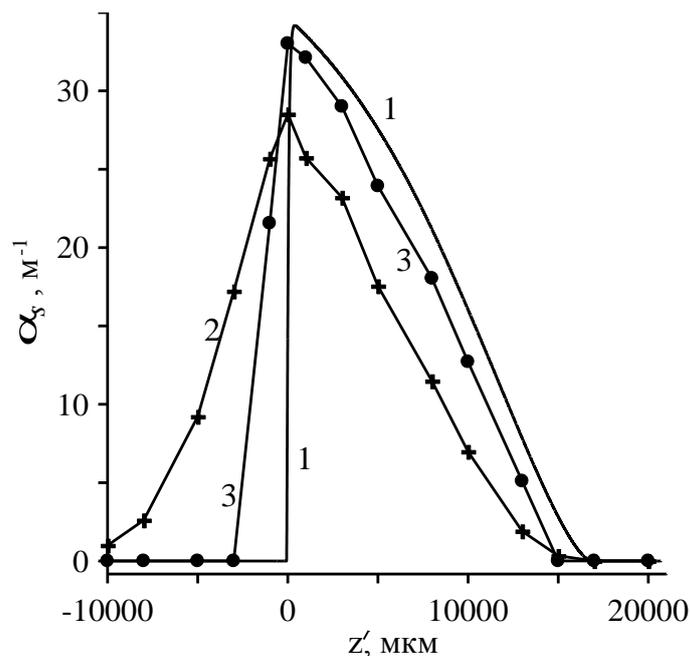


Рисунок 2 – Точные (кривая 1) и восстановленные (кривые 2,3) значения α_s

В заключении отметим, что в соответствии с результатами расчетов, предлагаемый подход наиболее эффективен при значениях $\alpha_s \sim 30 \text{ м}^{-1}$.

Исследованы возможности волноводного метода измерения коэффициента усиления моды α_s в схеме призмного возбуждения мод тонкопленочной структуры. На примере волноводного усилителя типа EDWA, проведено численное моделирование отражения лазерного пучка (ЗП) от усиливающей структуры и тестирование процедуры определения α_s , основанной на обработке m -линии. Продемонстрирована возможность определения коэффициента усиления моды $\alpha_s = 34 \text{ м}^{-1}$ с погрешностью $\sim 5\%$.

Список литературы

1. Сотский, А.Б., Глазунов, Е.В., Чудаковский, П.Я, Примак, И.У. // Весці НАНБ. Сер. фіз.-мат. – 2010. – № 3. – С. 66 – 74.
2. Сотский, А.Б., Сотский, Л.И. // Опт. и спектр. – 1998. – Т. 84, № 2. – С. 260 – 268.
3. Nyang, W., Syms, R.A. // J. Lightwave Technol. – 1999. – V. 17, №12. – P. 2658 – 2664.

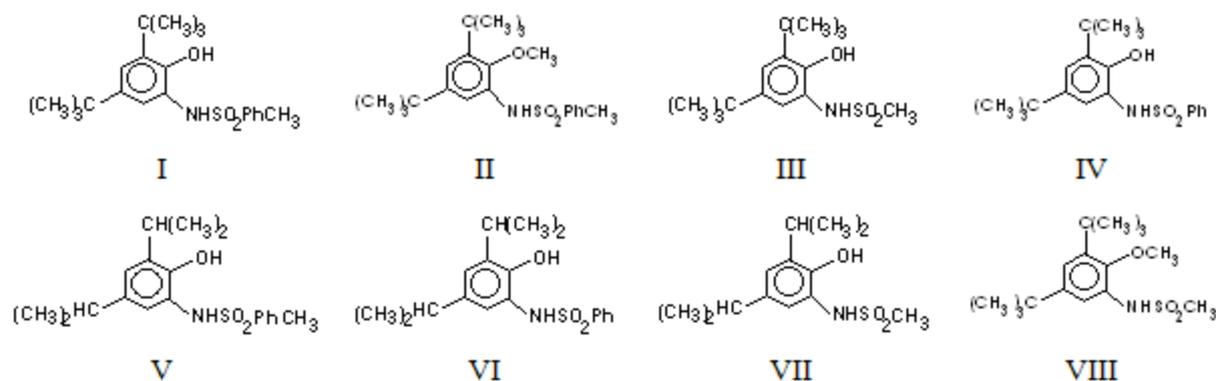
И.У. Примак, А.В. Хомченко – Белорусско-Российский университет, Могилев, primak_igor@mail.ru.

Т.Ф. Райченко, Г.Б. Толсторожев, И.В. Скорняков, О.К. Базыль, В.Я. Артюхов, Г.В. Майер

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФАРМАКОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СУЛЬФОН-ПРОИЗВОДНЫХ АМИНОФЕНОЛОВ

Комплексные исследования квантово-химических и спектроскопических свойств серосодержащих аминифенолов (САФ), установление особенностей внутри- и межмолекулярных взаимодействий, выявление спектроскопических признаков фармакологической анти-ВИЧ активности соединений этого класса, безусловно, актуальны.

В данной работе приведены экспериментальные и теоретические результаты изучения строения, электронной структуры, люминесцентных характеристик и ИК спектроскопических свойств восьми близких по строению и разных по антивирусным свойствам молекул САФ.



Квантово-химические расчеты электронной структуры молекул САФ выполнены методом частичного пренебрежения дифференциальным перекрыванием (ЧПДП) со спектроскопической параметризацией. Для всех производных САФ рассчитаны энергетические схемы электронно-возбужденных состояний, константы скорости фотофизических процессов дезактивации электронно-возбужденных состояний молекул, необходимые для установления каналов релаксации энергии электронного возбуждения, определены квантовые выходы флуоресценции. Согласно расчетам во всех изученных молекулах константа скорости радиационного распада лежит в пределах $2\div 4 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$. Константа скорости процесса внутренней конверсии не превышает величину $6 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$.

Изучена флуоресценция САФ II и САФ VIII. Квантовый выход флуоресценции САФ II в гексане равен 0.025, а в ацетонитриле – 0.01, длительность флуоресценции $\tau = 2.5 \times 10^{-10} \text{ c}$ и $\tau = 1 \times 10^{-10} \text{ c}$, соответственно. Соединение САФ VIII флуоресцирует с квантовым выходом $\gamma = 0,007$, длительностью флуоресценции $\tau = 5 \times 10^{-11} \text{ c}$ как в гексане, так и в ацетонитриле. Спектры возбуждения флуоресценции этих соединений совпадают с длинноволновой полосой поглощения и спектры флуоресценции не зависят от длины волны возбуждения. Квантово-химические расчеты находятся в полном соответствии с данными эксперимента при учете спин-орбитальной связи флуоресцентного состояния с $\pi\sigma^*$ -триплетным состоянием, когда величина интервала $S_1(\pi\pi^*) - T(\pi\sigma^*) \leq 2000 \text{ см}^{-1}$. В данном случае учет канал дезактивации энергии $S_1(\pi\pi^*) \rightarrow T(\pi\sigma^*)$ приводит к эффективной синглет-триплетной конверсии с константой $k_{ST} \sim 10^{10} \text{ c}^{-1}$ [1].

Биологическая активность предполагает участие молекулы в молекулярных взаимодействиях. Важным аспектом проявления биологической активности считаются протоноакцепторные свойства молекул. Протоноакцепторная способность различных фрагментов молекулы в первую очередь

определяется величиной отрицательного эффективного заряда. Протоноакцепторные свойства молекул рассчитывались методом молекулярного электростатического потенциала (МЭСП) с волновыми функциями, полученными ЧПДП методом. На величину минимума МЭСП, являющегося интегральной характеристикой и часто связанного с определенным центром молекулы, могут влиять положительные эффективные заряды атомов, ближайших к этому центру.

Согласно квантово-химическим расчетам, в незамещенной молекуле имеется два минимума МЭСП: минимум $U = -301$ кДж/моль принадлежит кислороду гидроксильной группы и $U = -193$ кДж/моль – азоту аминогруппы. Введение двух *трет*-бутильных заместителей увеличивает значение МЭСП группы ОН до $U = -345$ кДж/моль и уменьшает величины МЭСП аминогруппы до $U = -145$ кДж/моль. Расчеты величин МЭСП показали, что при введении заместителей в аминогруппу ни в одном из рассмотренных САФ не найден минимум, связанный с отрицательным эффективным зарядом азота аминогруппы, поскольку отрицательный эффективный заряд азота нейтрализован (экранирован) большой величиной положительного эффективного заряда атома серы.

Таблица 1 – Величины МЭСП (U , кДж/моль) гидроксильного (или метокси-) кислорода в молекулах САФ при разных заместителях в аминогруппе

САФ	I	II	III	IV	V	VI	VII
U	-296	-285	-285	-293	-338	-340	-280
Анти-ВИЧ активность	Да	Нет	Нет	Нет	Да	Да	Нет

Наибольшую величину потенциала МЭСП, связанного с гидроксильным кислородом, создают фенильный и метилфенильный фрагменты в САФ V и САФ VI (эти соединения антивирусно активны), а наименьшую – метильная группа в САФ II и САФ III (неактивные соединения). Следует также отметить, что, и в других случаях протоноакцепторная способность кислорода гидроксильной группы противовирусно активных соединений САФ выше, чем для неактивных соединений. Расчет распределения электронной плотности на фрагментах САФ также показал, что участие протона в образовании водородной связи наиболее вероятно с атомом кислорода гидроксильной групп ОН, кислородами группы SO_2 и атомом азота N аминогруппы NH.

Для экспериментального подтверждения роли ОН-групп в проявлении молекулами противовирусной активности исследованы ИК спектры кристаллов и растворов САФ в CCl_4 . ИК Фурье-спектры изучаемых соединений представлены на рис. 1.

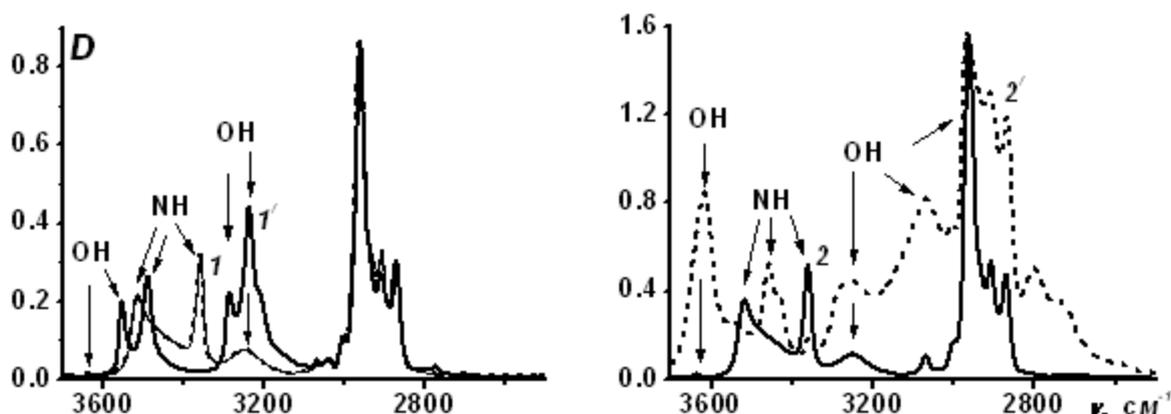


Рисунок 1 – ИК спектры САФ I (1, 1/), САФ IV (2, 2/) в 10^{-3} М растворах в CCl_4 (1, 2) и в кристаллах (1/, 2/) в области валентных колебаний ОН- и NH-групп

В спектре раствора соединения САФ I (кривая 1) присутствуют ПП с $\nu_{\max} = 3637, 3515, 3359$ и 3248 см^{-1} . По данным [2] полосы с $\nu_{\max} = 3637$ и 3515 см^{-1} отнесены к колебаниям свободных ОН- и NH-групп, а полосы с $\nu_{\max} = 3370$ и 3248 см^{-1} – к колебаниям связанных NH- и ОН-групп. Полосы связанных колебаний О–Н, обусловлены образованием в растворе внутримолекулярных водородных связей (ВВС) типа О–Н...N и типа О–Н...O=S=O, а полоса колебаний N–H с $\nu_{\max} = 3359 \text{ см}^{-1}$ – ВВС типа N–H...O=S=O [1, 2].

В ИК спектре раствора САФ IV (кривая 2) зарегистрирована малоинтенсивная полоса колебаний свободных ОН-групп с $\nu_{\max} = 3638 \text{ см}^{-1}$, полоса ассоциированных ОН-групп с $\nu_{\max} = 3249 \text{ см}^{-1}$, а также полосы колебаний N–H с $\nu_{\max} = 3517$ и 3360 см^{-1} . Следует отметить, что спектр раствора САФ IV (кривая 2) близок к спектру раствора САФ I (кривая 1).

В спектре кристалла САФ I (кривая 1') в отличие от спектра раствора в CCl_4 (кривая 1) присутствуют только полосы колебаний ассоциированных ОН- и NH-групп. По данным [1, 2] полосы с $\nu_{\max} = 3552, 3285$ и 3236 см^{-1} в спектре кристалла САФ I обусловлены колебаниями О–Н, а полоса с $\nu_{\max} = 3484 \text{ см}^{-1}$ – колебаниями NH-групп.

В спектре кристалла анти-ВИЧ активного САФ I полоса связанных колебаний N–H по отношению к спектру раствора смещена в область высоких частот на 125 см^{-1} до $\nu_{\max} = 3484 \text{ см}^{-1}$ (кривая 1'). Это означает, что в кристалле нет условий для сохранения ВВС типа N–H...O=S=O, а аминогруппы участвуют в образовании МВС типа N–H...O. В образовании МВС участвуют также группы ОН, о чем свидетельствует наличие в спектре ПП связанных колебаний О–Н с $\nu_{\max} = 3552 \text{ см}^{-1}$. Полосы колебаний О–Н с $\nu_{\max} = 3285$ и 3236 см^{-1} обусловлены сохранением в кристаллах анти-ВИЧ активного соединения ВВС типа О–Н...O=S=O [2].

В спектре кристалла САФ IV (кривая 2') зарегистрирована ПП колебаний свободных ОН-групп с $\nu_{\max} = 3614 \text{ см}^{-1}$, а также широкая полоса колебаний связанных ОН-групп с $\nu_{\max} = 3259, 3067$ и 2940 см^{-1} . Низкочастотная полоса колебаний О–Н с $\nu_{\max} = 2940 \text{ см}^{-1}$ смещена в область колебаний связей С–Н. Эти ПП отсутствуют в спектре кристалла САФ I, что обусловлено образованием в кристалле этого неактивного соединения других типов МВС с участием ОН-групп, чем в кристаллах анти-ВИЧ активных соединений.

Закключение. На основе квантово-химических расчетов установлено, что антивирусные свойства молекул обусловлены влиянием заместителей в аминогруппе на протоноакцепторные свойства кислорода гидроксильной группы. Изменение протоноакцепторных свойств кислорода гидроксильной группы взаимосвязано с образованием в растворах молекул ВВС разного типа. Для САФ, проявляющих активность в отношении ВИЧ-инфекции, характерно проявление в растворах трех типов ВВС с участием ОН-, NH- и SO_2 -групп. При кристаллизации анти-ВИЧ активных соединений сохраняется только ВВС типа О–Н...O=S=O.

Измерены спектры и квантовые выходы флуоресценции, изучены ИК спектры сульфон-производных аминифенолов в растворах и кристаллах. Методами квантовой химии рассчитаны спектры флуоресценции, оценены протоноакцепторные свойства молекул. Проведено сопоставление расчетных данных с результатами эксперимента. Установлены основные каналы и механизмы фотофизических релаксационных процессов. Выявлена корреляция между протоноакцепторными свойствами группы ОН и противовирусной активностью.

Список литературы

1. Базыль, О.К., Артюхов, В.Я., Майер, Г.В., Толсторожев, Г.Б., Райченко, Т.Ф., Скорняков, И.В., Шадыро, О.И., Сорокин, В.Л., Ксендзова, Г.А. Электронная структура и спектроскопические свойства анти-ВИЧ активных молекул аминифенолов // Оптика и спектроскопия. – 2012. – Т. 112, № 2. – С. 248 – 257.

2. Бельков, М.В., Ксендзова, Г.А., Скорняков, И.В., Сорокин, В.Л., Толсторожев, Г.Б., Шадьро, О.И. Водородные связи анти-ВИЧ активных аминафенолов // ЖПС. – 2011. – Т. 78, № 2. – С. 215 – 221.

Т.Ф. Райченко, Г.Б. Толсторожев, И.В. Скорняков – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, gbt@imaph.bas-net.by.

О.К. Базыль, В.Я. Артюхов, Г.В. Майер – Томский государственный университет, Томск, okbazy1@rambler.ru.

УДК 004.91+347.78.031

Л.В. Рудикова

УНИВЕРСАЛЬНАЯ ВЕБ-СИСТЕМА ДЛЯ ПОДДЕРЖКИ ЛАЗЕРНОЙ ЭКСПРЕССНОЙ ЭКСПЕРТИЗЫ

В настоящее время активно развиваются лазерные методы анализа состава почвы, руд, минералов и родственных материалов, накоплен достаточно обширный материал по спектрам, о чем свидетельствуют таблицы и атласы спектральных линий химических элементов [1, 2]. На текущий момент отсутствует требуемое программное обеспечение, которое не только поддерживает цикл работ, связанный с проведением той или иной экспертизы в предметной области, но и осуществляет хранение, поиск и обработку сопутствующей информации. В силу этого определение соответствующих требований к программному обеспечению для поддержки разных этапов работы в области, связанной с лазерной экспрессной экспертизой, а также его разработка, апробация и оптимизация является актуальным.

Приведем основные аспекты предметной области, необходимые для реализации комплексной системы, которая поддерживает лазерную экспрессную экспертизу. Предполагается, что разрабатываемая система носит универсальный характер и будет служить для координации действий различных исследователей, а также накапливать, хранить и обрабатывать информацию по запросу исследователя-эксперта.

Проектируемая система должна содержать информацию о тех объектах, которые подвергаются экспрессной экспертизе, причем объекты могут быть достаточно разнообразными: от некоторых произведений искусства, находящихся в частных коллекциях, до народнохозяйственных комплексов, которые, например, подвержены коррозии и разрушениям. Следует также отметить, что для каждого объекта возможно наличие нескольких спектров, которые регистрируются в различных точках объекта.

Каждый исследователь-экспериментатор, который будет работать с системой обязан в ней зарегистрировать и указать требуемые сведения: фамилию, имя, отчество, адрес электронной почты, телефонные номера, а также логин и пароль. Отметим, что пользователи системы обладают различными привилегиями. Основными объектами системы являются исследуемые образцы. В силу этого, система будет хранить расширенную информацию о них, которая отражает следующие аспекты: название объекта, его описание, тип, категорию, фотографии объекта, документ экспертизы, дату исследования и некоторые другие сведения.

Желательно также при исследовании объекта добавлять информацию и о его владельце, который может быть как юридическим, так и физическим лицом.

Для владельцев объектов экспертизы и для исследователей необходимо фиксировать информацию об организации, к которой они принадлежат, стране, городе и т.п.

При фиксации спектров исследуемых образцов следует хранить расшифровки по химическим элементам, а также учесть специфику проведения исследования.

К универсальной комплексной системе, которая поддерживает лазерную экспрессную экспертизу, выполняемую для различных объектов будут иметь доступ следующие группы пользователей: администратор системы, исследователи-экспериментаторы, пользователи и некоторые другие виды пользователей, права для которых назначаются администратором системы.

Изучив предметную область, а также соответствующие возможности развития и модификации универсальной системы, была построена концептуальная модель данных для сбора и хранения данных, связанных с лазерной экспрессной экспертизой (рис. 1).

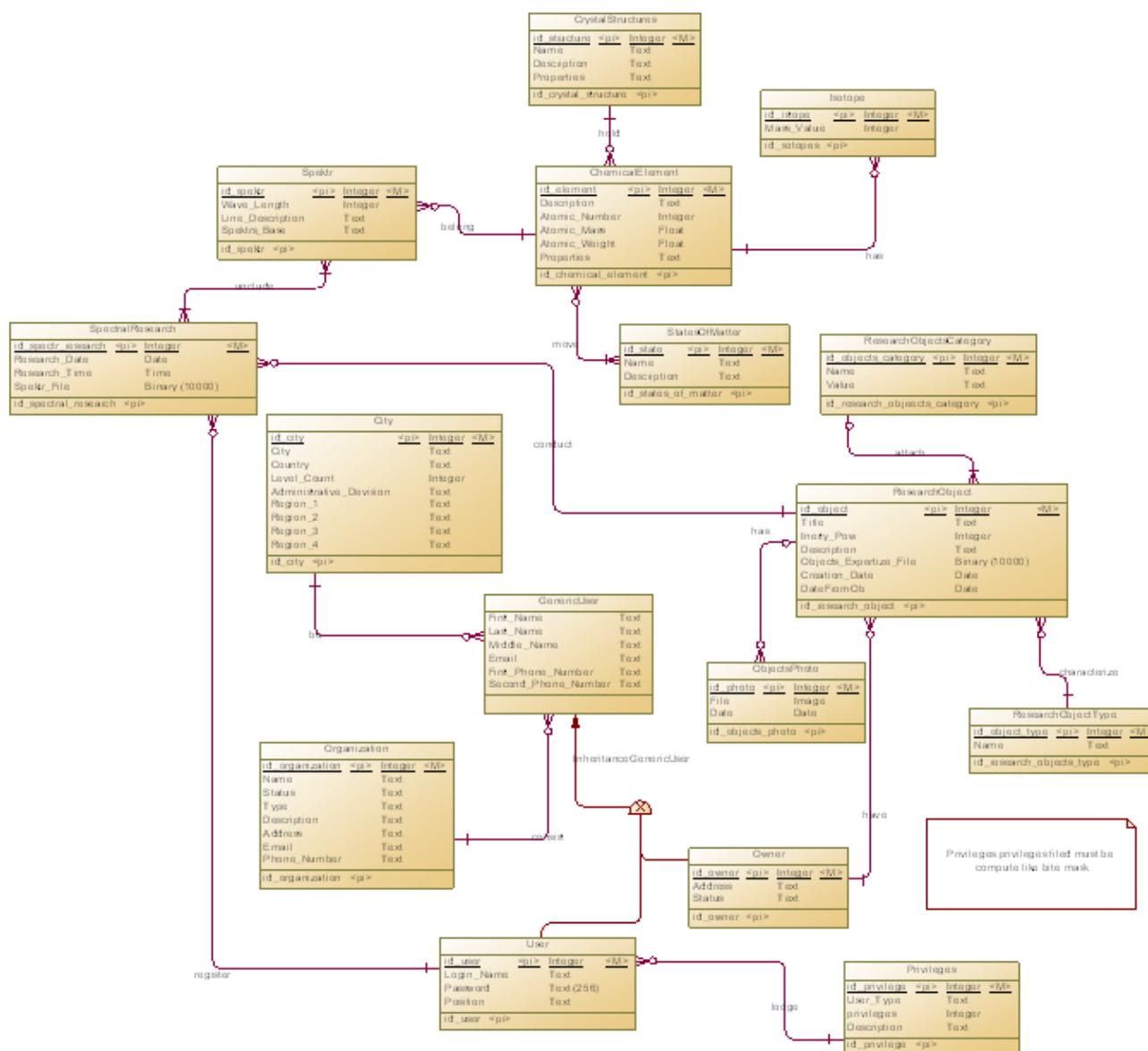


Рисунок 1 – Концептуальная модель базы данных

Разрабатываемая система представляет собой сложный Интернет-комплекс, состоящий из отдельных функциональных модулей. Каждый модуль включает в себя по своему отдельную (индивидуальную) логику работы с данными, их обработку. В силу этого для проектируемой системы предлагается сервисно-ориентированная архитектуру, в которой каждое звено (сервис) может функционировать и самостоятельно.

Предлагаемая архитектура позволяет организовать распределенную обработку данных путем развертывания сервисов на отдельных физических машинах, что позволяет каждому сервису

использовать максимально возможные вычислительные ресурсы компьютера. Однако некоторая степень сложности и несогласованности может возникать при организации балансировки нагрузки между несколькими сервисами определенного назначения.

В общем виде каркас для функционирования системы базируется на взаимодействии сервисов (рис. 2).

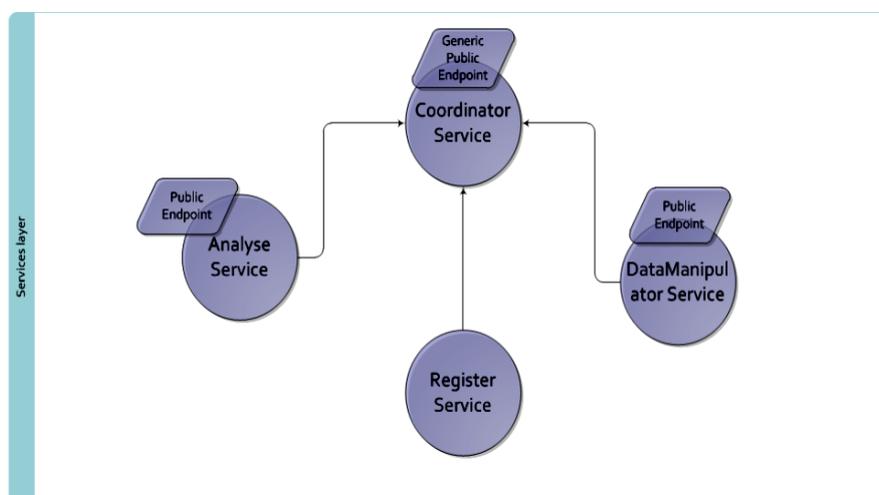


Рисунок 2 – Взаимодействие сервисов в рамках универсальной системы

Сервис координации (Coordinator Service) предоставляет конечную точку (контракт) для взаимодействия с системой. Указанный координатор, прежде всего, отвечает за организацию нагрузки между дочерними сервисами и предоставления интерфейса клиенту.

Аналитический сервис (Analys Service) реализует в себе функциональность и логику анализа полученных исследовательских данных. При этом существует возможность быстрого и легкого расширения функциональности путем добавления новых методик анализа данных.

Сервис регистрации (Register Service) инкапсулирует в себе логику для регистрации различных данных в базу (хранилище), включая и регистрацию пользователей системы.

Сервис манипуляции данными (Data Manipulator Service) подготавливает данные из базы (хранилища) для конечного клиента. Проводя специализированные манипуляции с исходными данными, клиент получает требуемые данные в наиболее запрашиваемом и предпочтительном формате. Однако следует отметить, что в целом архитектура организована в виде независимых, самостоятельных, слабо-связных слоев. Каждый слой несет в себе строго определенную логику и функциональность.

Итак, основными требованиями к программному обеспечению, поддерживающему проведение экспрессной лазерной экспертизы, являются следующие аспекты. Во-первых, поддержка цифровых баз данных основных химических элементов, визуализация основных линий частотных спектров, а также обработка данных связанных с проведением материаловедческой экспертизы и исследований технологических изделий, историко-художественных ценностей, объектов окружающей среды, биоструктур. Во-вторых, разработка соответствующей универсальной системы, которая позволит автоматизировать процессы хранения, поиска и анализа данных материаловедческой экспертизы с целью их дальнейшей обработки и получения требуемых экспертных оценок.

Предлагаемая система будет содержать необходимые данные, связанные с различными аспектами, поддерживающими лазерную экспрессную экспертизу, а также – предлагает возможность накопления разнообразных сведений о проведенных экспертизах и объектах исследования. В дальнейшем это позволит создать некоторую универсальную систему поддержки принятия решения в сфере лазерной экспрессной экспертизы, что, несомненно, представляет научно-практический

интерес как для Республики Беларусь, так и для мировых научно-исследовательских центров, осуществляющих экспертизу химического состава твердотельных элементов.

Предлагаемая система представляет собой сложный Интернет-комплекс, включающий совокупность программно-независимых функциональных модулей. Для веб-системы выбрана сервисно-ориентированная архитектура, в которой каждое звено (сервис) может функционировать самостоятельно. Архитектура такого плана позволяет организовать распределенную обработку данных путем развертывания сервисов на отдельных физических машинах, что позволяет каждому сервису использовать максимально возможные вычислительные ресурсы компьютера.

Результаты работы получены в процессе выполнения ГПНИ «Разработать мобильный лазерный спектрометр, развить экспрессные методы элементного анализа, ИК-спектроскопии, люминесцентного зондирования для материаловедческой экспертизы и исследования технологических изделий, историко-художественных ценностей, объектов окружающей среды, биоструктур».

Список литературы

1. Петух, М.Л. Янковский, А.А. Атлас спектральных линий для призмного стилоскопа. – Минск, 1988.
2. Петух, М.Л. Янковский, А.А. Атлас спектральных линий для дифракционного стилоскопа. – Минск, 1991.

Л.В. Рудикова – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, rudikowa@gmail.com.

УДК 535.37

И.В. Скорняков, Г.Б. Толсторожев, В.И. Пехньо, А.Н. Козачкова, Н.И. Царик, Н.И. Шарыкина

МЕТОДЫ ИК СПЕКТРОСКОПИИ В НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ ДИАГНОСТИКИ И ЛЕЧЕНИЯ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ ФОСФОНАТАМИ ПАЛЛАДИЯ

Поиск новых подходов к диагностике и терапии злокачественных новообразований остается весьма актуальной медико-биологической проблемой. Поскольку любое онкологическое заболевание сопровождается биохимическими изменениями в таких молекулярных компонентах клеток как белки, липиды, нуклеиновые кислоты и углеводы, предполагается, что процессы образования и перерождения опухоли могут проявляться в ИК спектрах биомолекул, что можно использовать в диагностических целях [1].

Безусловный интерес представляет применение методов ИК спектроскопии для анализа молекулярных изменений в раковых клетках при введении в организм различных противоопухолевых препаратов. Это позволит конкретизировать представления о фармакологических свойствах лекарственных соединений, установить на молекулярном уровне механизмы их действия на возникновение, развитие и лечение злокачественных опухолей и разработать новые технологии диагностики и лечения онкологических заболеваний.

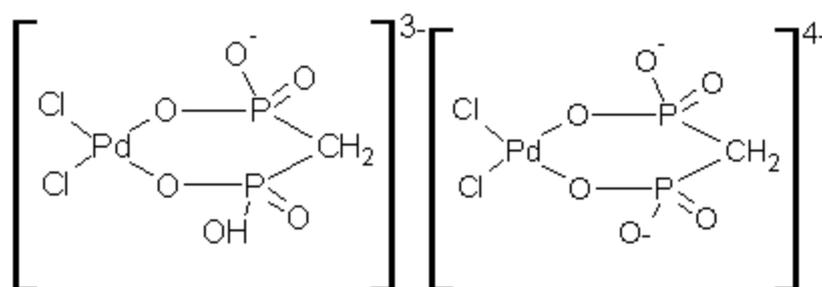
Целью данной работы является исследование методами ИК Фурье-спектроскопии изменений в молекулярной структуре тканей легких мышей линии C₅₇B1/6, как при возникновении онкологической патологии (меланома В-16), так и при лечении опухолевых заболеваний новыми лекарственными препаратами на основе координационных соединений металлокомплексов палладия с фосфоновыми кислотами.

Материалом для исследования являлись фрагменты тканей легкого в норме, и после перевивки мышам злокачественной опухоли меланомы В-16. Исследованы также растворы, выделенные из тканей легкого экстрагированием CCl_4 .

Спектры растворов экстрактов и фрагментов легочной ткани регистрировались ИК Фурье-спектрометром NEXUS в спектральном диапазоне $4000\text{--}400\text{ см}^{-1}$ при спектральном разрешении 2 см^{-1} и усреднением 256 сканирований. Для получения высоко разрешенных ИК спектров в области колебаний C=O пептидных групп с помощью программного обеспечения OMNIC осуществлялась фурье-деконволюция спектральных кривых.

Проанализированы также ИК спектры экстрактов и фрагментов тканей легкого после лечения препаратами на основе синтезированных комплексов палладия с метилдифосфоновой кислотой (МДФ).

Координационное окружение палладия в комплексах с МДФ, которые были использованы в качестве лечебного противоопухолевого средства, сформировано двумя атомами кислорода двух фосфоновых групп лигандов и двумя хлорид-ионами [2].



На рис. 1 приведены ИК спектры растворов экстрактов из легочной ткани в области валентных колебаний C-H и C=O связей.

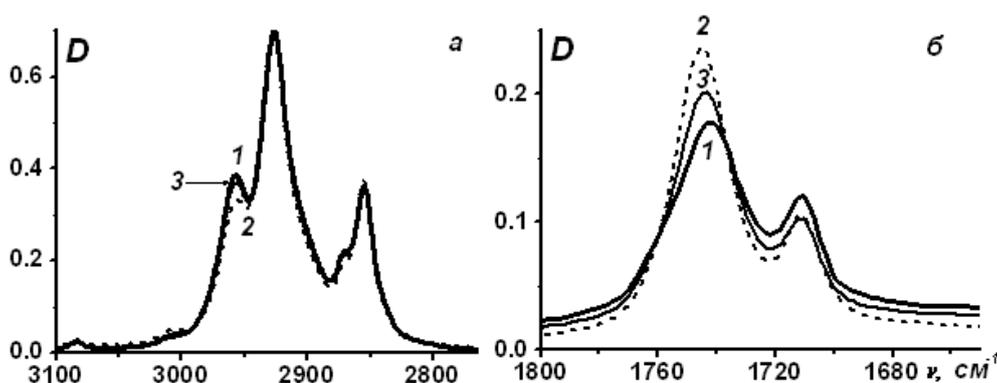


Рисунок 1 – ИК спектры растворов в CCl_4 экстрактов из тканей легкого в норме (1), легкого с метастазами меланомы В-16 до (2) и после лечения комплексами палладия с МДФ в дозе $1/4\text{ ЛД}_{50}$ (кривая 3) в области валентных колебаний связей C-H (а) и C=O (б)

Как видно из рис. 1, в области валентных колебаний связей C-H и C=O ИК спектр экстракта при наличии в тканях легкого множественных метастазов (кривая 2) отличается от спектра экстракта из ткани легкого в норме (кривая 1). Преобладающими компонентами растворов экстрактов являются липиды [1]. В области валентных колебаний связей C-H ИК спектры растворов липидов характеризуются тремя интенсивными полосами поглощения (ПП). Полоса с частотой максимума поглощения (ν_{max}) 2957 см^{-1} обусловлена антисимметричными колебаниями концевых метильных групп, а полосы с $\nu_{\text{max}} = 2927$ и 2855 см^{-1} антисимметричными и симметричными колебания

метиленовых групп молекул липидов [1]. При наличии в легких множественных метастазов интенсивность ПП с $\nu_{\max} = 2957 \text{ см}^{-1}$ значительно меньше, чем интенсивность этой полосы для ИК спектров экстрактов из тканей легких в норме (кривые 1а и 2а). Снижение интенсивности поглощения в области колебаний метильных групп сопровождается ростом интенсивности ПП с $\nu_{\max} = 1745 \text{ см}^{-1}$ в области валентных колебаний С=О (кривые 1б и 2б). Отличия в ИК спектрах растворов липидов вызваны изменением строения боковых цепей молекул вследствие активации в злокачественных опухолях перекисного окисления [1].

Лечение осуществлялось введением комплексов палладия в дозе соответствующей 1/4 средней летальной дозы раствора (1/4 ЛД₅₀), 5 введений через 2 суток внутривенно. После курса лечения в ИК спектрах интенсивность ПП в области колебаний связей С–Н (кривая 3а) близка к интенсивности ПП в ИК спектрах липидов из тканей в норме (кривая 1а). В области колебаний С=О систематическое введение комплексов палладия с МДФ сопровождается снижением интенсивности ПП с $\nu_{\max} = 1745 \text{ см}^{-1}$ (кривая 3б) по сравнению с ИК спектрами липидов, экстрагированных из тканей легких без лечения (кривая 2б).

На рис. 2 приведены ИК спектры тканей легкого в области колебаний С=О молекул белков после математической обработки по методу фурье-деконволюции.

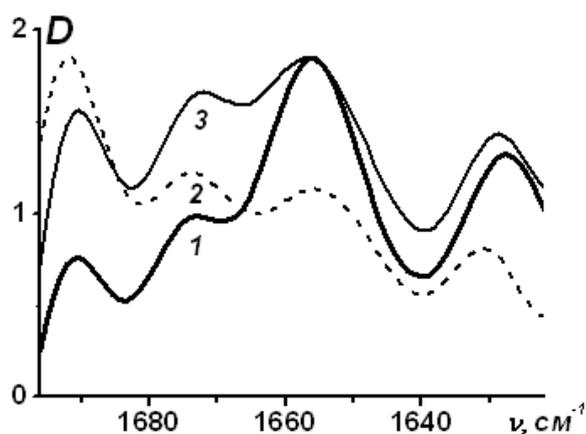


Рисунок 2 – ИК спектры белков в тканях легкого в норме (1), легкого с метастазами меланомы до (2) и после лечения комплексами палладия с МДФ в дозе 1/4 ЛД₅₀ (кривая 3) в области колебаний С=О пептидных групп, полученные по методу фурье-деконволюции

Контур полосы валентных колебаний С=О в ИК спектрах белков в тканях легкого сформирован из нескольких разных по интенсивности ПП с ν_{\max} в интервалах 1695–1685, 1680–1665, 1660–1650 и 1630–1615 см^{-1} . В ИК спектре белков в тканях легкого в норме наиболее интенсивная полоса с $\nu_{\max} = 1656 \text{ см}^{-1}$ (рис. 2, кривая 1). Близкая по интенсивности спектральная полоса наблюдается в области 1630–1615 см^{-1} с $\nu_{\max} = 1624 \text{ см}^{-1}$. В интервале 1680–1665 см^{-1} в спектре легкого в норме присутствует третья по интенсивности ПП с $\nu_{\max} = 1673 \text{ см}^{-1}$. Менее интенсивное поглощение зарегистрировано для ПП с $\nu_{\max} = 1691 \text{ см}^{-1}$.

При появлении в легких множественных метастазов в ИК спектрах белков наиболее интенсивная ПП с $\nu_{\max} = 1692 \text{ см}^{-1}$ присутствует в высокочастотном интервале 1695–1685 см^{-1} (рис. 2, кривая 2). Менее интенсивные полосы в ИК спектре тканей легкого с метастазами расположены в интервале 1660–1650 см^{-1} с $\nu_{\max} = 1656 \text{ см}^{-1}$ и в интервале 1630–1615 см^{-1} с $\nu_{\max} = 1621 \text{ см}^{-1}$. Изменения ИК спектров белков в тканях легкого с метастазами в области колебаний С=О пептидных групп обусловлены перестройкой в белках системы водородных связей с участием С=О-групп [1, 2]. Возникающая в результате перестройки системы водородных связей иная конформационная

структура макромолекул белков является основой новых функциональных свойств, которые ведут к появлению и размножению злокачественных клеток в легочной ткани.

После курса лечения в ИК спектре ткани легкого в области колебаний C=O пептидных групп регистрируется четыре ПП, аналогичные описанным выше для тканей в норме. В ИК спектре легкого после лечения ПП с $\nu_{\text{max}} = 1657$ и 1622 см^{-1} – самые интенсивные, а полоса с $\nu_{\text{max}} = 1691 \text{ см}^{-1}$ наименее интенсивна из всех четырех анализируемых полос (рис. 2, кривая 3).

Итак, ИК спектры белков и липидов из тканей легкого, в котором присутствовали множественные метастазы, после использования в качестве лечебного препарата комплексов палладия с МДФ соответствуют ИК спектрам белков и липидов из тканей здорового легкого.

Полученные спектроскопические данные показали перспективность использования синтезированных комплексов палладия с МДФ как эффективного противоопухолевого средства.

Показана эффективность методов ИК Фурье-спектроскопии в выявлении изменений в молекулярной структуре тканей органов, как при возникновении онкологической патологии, так и при лечении опухолевых заболеваний новыми лекарственными препаратами. Установлена возможность использования в химиотерапии металлокомплексов с метилдифосфоновой кислотой как активного противоопухолевого средства.

Список литературы

1. Толсторожев, Г.Б., Скорняков, И.В., Бутра, В.А. Диагностика онкологических патологий тканей человека методами инфракрасной спектроскопии (Обзор) // Журн. прикл. спектр. – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 805 – 816.
2. Толсторожев, Г.Б., Скорняков, И.В., Пехньо, В.И., Козачкова, А.Н., Шарыкина, Н.И. Проявление противометастазной активности комплексов палладия с метилдифосфоновой кислотой в ИК спектрах // Журн. прикл. спектр. – 2012. – Т. 79, № 3. – С. 468 – 473.

И.В. Скорняков, Г.Б. Толсторожев – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, gbt@imaph.bas-net.by.

В.И. Пехньо, А.Н. Козачкова, Н.И. Царик – Институт общей и неорганической химии НАН Украины, Киев.

Н.И. Шарыкина – Институт фармакологии и токсикологии АМН Украины, Киев.

УДК 621.372.8:535

А.Б. Сотский, L.M. Steingart, J.H. Jackson, П.Я. Чудаковский, Л.И. Сотская

ВОЛНОВОДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВЫТЕКАЮЩИХ МОД

Волноводная спектроскопия является одним из наиболее эффективных методов неразрушающего контроля тонких пленок [1, 2]. Изначально этот метод был разработан для исследования пленок, направляющих несколько собственных мод [1, 2]. Но в настоящее время значительный интерес в микроэлектронике представляют также пленки, которые могут направлять либо одну собственную моду, либо вовсе не направляют собственных мод. Для их диагностики естественно попытаться использовать волноводную спектроскопию несобственных (вытекающих) мод. Призмное возбуждение таких мод рассматривалось в работах [1 – 4], но ряд вопросов, касающихся восстановления параметров пленок по измеряемой зависимости энергетического коэффициента отражения светового пучка $R(\beta)$ (β – безразмерная z -составляющая волнового вектора оси возбуждающего пучка в призме связи) исследован в настоящее время не достаточно полно. Сюда относятся вопросы о возможности возбуждения вытекающих мод, о соответствии

номеров вытекающих мод наблюдаемым минимумам функции $R(\beta)$, а также о точности определения параметров пленок. Эти вопросы рассматриваются в настоящем сообщении.

Схема установки для волноводной спектроскопии тонких пленок приведена на рис. 1а.

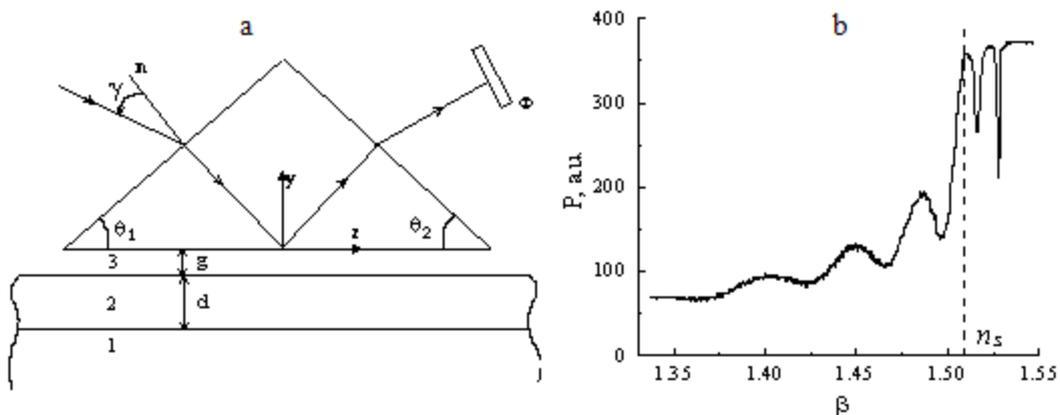


Рисунок 1 – Схема установки для волноводной спектроскопии (а) и экспериментальная зависимость отраженной мощности $P(\beta)$ при возбуждении мод полимерной пленки на полимерной подложке (б)

Здесь призма связи с показателем преломления n_p отделена от пленки 2 с показателем преломления n_f , показателем поглощения k_f и толщиной d , расположенной на подложке 1 с показателями преломления и поглощения n_s и k_s , воздушным буферным слоем 3 толщины g . Пленка возбуждается линейно поляризованным лазерным пучком. Ось пучка составляет угол γ с входной гранью призмы. Этот угол однозначно связан с β и может изменяться за счет вращения призмы. Мощность отраженного пучка $P(\beta)$ регистрируется фотоприемником Φ .

Пусть $n_p = 1,96454$, $\theta_1 = 50,363^\circ$, $\theta_2 = 50,719^\circ$, $g = 0,037 \mu m$, $n_s = 1,50893$, $k_s = -10^{-6}$, $n_f = 1,53161$, $k_f = -6,23 \cdot 10^{-5}$. Приведенные значения параметров соответствуют призмному возбуждению ТЕ мод полимерной пленки на полимерной подложке через воздушный буферный слой ($n_g = 1,0003$) лазерным пучком с длиной волны $\lambda = 0,6328 \mu m$. Экспериментальная зависимость $P(\beta)$, соответствующая полимерной пленке толщины $d = 2,41 \mu m$, представлена на рис. 1б. Имеющиеся на рис. 1б минимумы функции $P(\beta)$ в области $\beta < n_s$ указывают на возбуждение четырех вытекающих мод, а минимумы в области $\beta > n_s$ – на возбуждение двух собственных мод. Измерения выполнены на автоматизированной установке Model 2010/M prism coupler, производимой Metricon Corporation. Указанные параметры призмы и подложки были определены предварительно, а параметры пленки и толщина буферного слоя восстановлены методом наименьших квадратов (МНК) по регистрируемому распределению $P(\beta)$.

В таблице приведены результаты решения обратной задачи волноводной спектроскопии, полученные в известном геометрикооптическом приближении [4] и специально разработанным нами вариантом метода наименьших квадратов (МНК), позволяющим исключить локальные минимумы целевой функции. Здесь в обозначении моды « $i A$ » i указывает номер моды, A - тип моды ($A = W$ для собственной моды, $A = L$ для вытекающей моды). В приближении [4] значения $\beta = \beta_{\min}$, соответствующие минимумам функции $P(\beta)$, отождествляют с вещественными частями

безразмерных постоянных распространения h соответствующих мод. Затем из приближенного дисперсионного уравнения для $Re h$, записанного для двух различных мод, определяют параметры пленки n_f и d . Такой подход не пригоден для нахождения коэффициента поглощения пленки. Поэтому в строках 2 – 6 таблицы значение k_f не приводится. В МНК обрабатывается функция $P(\beta)$ во всем экспериментальном диапазоне без обращения к конкретным модам, при этом восстанавливаются n_f , k_f и d .

Таблица 1 – Восстановление параметров пленки

Метод	Моды	n_f	k_f	$d, \mu m$
Приближение [4]	0W ($\beta_{\min} = 1.52773$), 1W ($\beta_{\min} = 1.51627$)	1,53173	—	2,38
	0W ($\beta_{\min} = 1.52773$), 2L ($\beta_{\min} = 1.49684$)	1,53184	—	2,34
	0W ($\beta_{\min} = 1.52773$), 3L ($\beta_{\min} = 1.46469$)	1,53172	—	2,38
	0W ($\beta_{\min} = 1.52773$), 4L ($\beta_{\min} = 1.42111$)	1,53167	—	2,40
	0W ($\beta_{\min} = 1.52773$), 5L ($\beta_{\min} = 1.36091$)	1,53172	—	2,38
МНК	—	1,53161	$-6,23 \cdot 10^{-5}$	2,41

Согласно таблице, данные МНК удовлетворительно коррелируют с результатами приближения [4]. Это объясняется значительной толщиной рассмотренной пленки, которая поддерживает две собственных и четыре вытекающих моды. Однако при уменьшении d эффективность приближения [4] резко снижается. Это обстоятельство иллюстрирует рис. 2. Здесь штриховые кривые с номерами 0, 1, ... рассчитаны в результате решения приближенного дисперсионного уравнения. Эти же номера адресованы к тем сплошным кривым, которые наиболее близки к соответствующим штриховым кривым. Сплошные кривые соответствуют точному решению дисперсионного уравнения, полученному методом контурного интегрирования [5]. На рис. 2а штриховые кривые располагаются в диапазонах $d \geq d_c$, где значение d_c – критическая толщина для каждой из собственных мод. Данные кривые в масштабах рис. 2а совпадают с точными зависимостями. Штриховые кривые на рис. 2б находятся в диапазонах $n_g < Re h < n_s$, $d_c^{(1)} < d < d_c^{(2)}$, где через $d_c^{(1)}$ и $d_c^{(2)}$ обозначены критические толщины для каждой из вытекающих мод (в отличие от собственных мод вытекающие моды характеризуются двумя критическими толщинами, по этой причине нулевая и первая вытекающие моды в таблице отсутствуют). Из рис. 2б видно, что соответствие штриховых кривых результатам точного решения дисперсионного уравнения ухудшается по мере уменьшения толщины пленки, а при $d < 0,5 \mu m$ приближение [4] теряет применимость. Отмеченное расхождение точного и приближенного решений дисперсионного уравнения объясняется резким усилением затухания вытекающих мод с уменьшением толщины пленки.

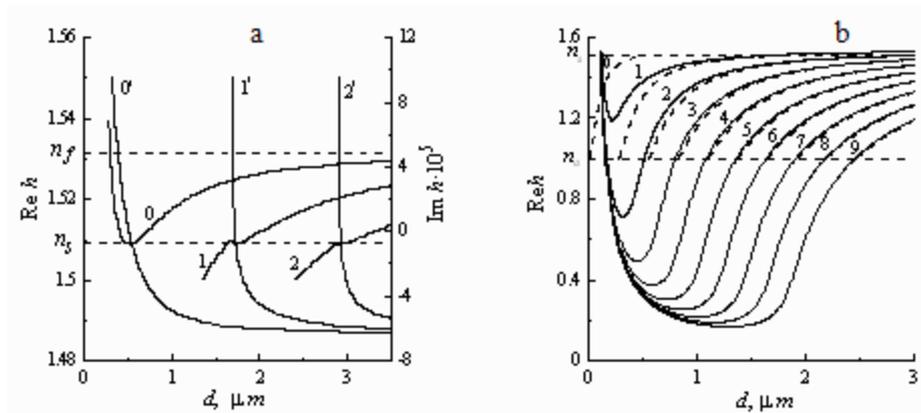


Рисунок 2 – Зависимости $h(d)$ для собственных (а) и вытекающих (б) мод полимерной пленки. Номера m ($m = 0, 1, 2$) относятся к зависимостям $\text{Re}h(d)$, а номера m' ($m' = 0', 1', 2'$) – к зависимостям $\text{Im}h(d)$ (m – номер моды)

Таким образом, для восстановления методом волноводной спектроскопии параметров тонких пленок может быть использован МНК. Исследование различных образцов показало, что этот метод эффективен при исследовании пленок, направляющих как минимум одну вытекающую моду.

Представлены результаты измерений и обработки угловых спектров энергетических коэффициентов отражения при волноводной спектроскопии тонких пленок, поддерживающих вытекающие моды.

Список литературы

1. Хомченко, А.В., Сотский, А.Б., Романенко, А.А., Глазунов, Е.В., Шульга А.В. // ЖТФ. – 2005. – Т. 75, вып. 6. – С. 98 – 106.
2. Khomchenko, A.V. Waveguide spectroscopy of thin films. New York: Academic Press, 2005.
3. Adams, A.C., Schinke, D.P., Capio C.D. // J. Electrochem. Soc. – 1979. – V.126, № 9. – P. 1539 – 1543.
4. Ding, T.N., Germire, E. // Appl. Opt. – 1983. – V.22, № 20. – P. 3177 – 3181.
5. Сотский, А.Б. Теория оптических волноводных элементов. – Могилев: МГУ им. А.А. Кулешова, 2011.

А.Б. Сотский, П.Я. Чудаковский – Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев, ab_sotsky@mail.ru.

L.M. Steingart, J.H. Jackson – Metricon Corporation, Pennington, New Jersey, USA.

Л.И. Сотская – Белорусско-Российский университет, Могилев.

СЕКЦИЯ 7. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И ТЕХНИКЕ

ЛАЗЕРНЫЙ ПРОЕКЦИОННЫЙ МИКРОСКОП

Основным ограничением оптической микроскопии является предельное разрешение, определяемое выражением:

$$r = k\lambda / n \sin\theta, \quad (1)$$

где k – постоянная, равная 0.61 для самосветящихся и 0.5 для непрозрачных точек; λ – длина волны источника освещения; n – показатель преломления среды между объектом и объективом; θ – половинный угол наиболее наклонных лучей, попадающих в объектив [1]. Параметр $NA = n \sin\theta$ называется числовой апертурой объектива и характеризует его способность собирать свет. Следует отметить, что на разрешение микроскопа влияет также и числовая апертура конденсора осветительной системы: в схеме на пропускание [2]:

$$r = 1.22\lambda / (NA_{\text{objective}} + NA_{\text{condenser}}), \quad (2)$$

в схеме на отражение, где объектив выполняет функции и объектива и конденсора, выражение для разрешающей способности микроскопа имеет вид, аналогичный (1).

Для качественной регистрации изображения, полученного с помощью объектива микроскопа, необходимо, чтобы размер пикселя фотоматрицы был меньше предельного разрешения, определяемого числовой апертурой объектива. Это достигается за счет дополнительного увеличения, часто называемого «пустым увеличением». Здесь следует иметь в виду, что дополнительное увеличение в M раз приводит к падению интенсивности изображения в M^2 раз. Вследствие этого при визуальном наблюдении или при использовании обычной фотографии вблизи предела разрешения тонкая структура объекта может быть неразличима из-за низкого контраста.

Т.к. стандартные системы освещения микроскопов зачастую не обеспечивают необходимой яркости изображения при работе на пределе разрешения, то выход был найден в использовании лазерных источников, освещающих объект через движущийся микролинзовый растр [2, 3]. В данной работе представлены варианты лазерных микроскопов, работающих как на пропускание, так и на отражение. Исключительно высокая яркость изображения позволяет получать увеличение на проекционном экране $> 10^4$. На рис. 1 – 3 представлены реализованные схемы. Микроскоп отраженного света с пластиной $\lambda/4$ аналогичен поляризационному микроскопу с параллельными, а без нее (или с $\lambda/2$) – со скрещенными поляризаторами.

На рис. 4 (а, б) регистрация осуществлялась фотографированием изображения объекта на экране. Для коррекции искажения изображения типа «перспектива» использовалась схема рис. 4а с линейными шкалами на экране. Для получения изображения непосредственно на фотоматрице не использовался окуляр микроскопа и объектив фотокамеры, вследствие сильного проявления эффекта колец Ньютона (схема рис. 4в). Для калибровки масштаба изображения в работе использовалась структура поверхности DVD.

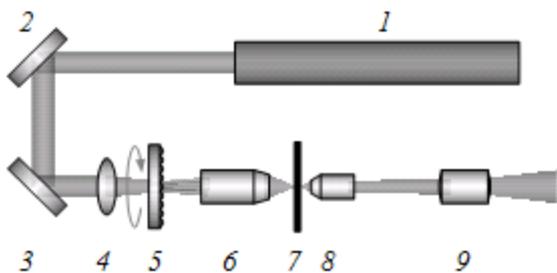


Рисунок 1 – Микроскоп проходящего света:
 1 – He-Ne лазер, $\lambda = 0,6328$ мкм, $P = 20$ мВт;
 2, 3 – зеркала, $R = 100\%$; 4 – линза;
 5 – вращающийся растровый рассеиватель, диаметр микролинз 100 мкм, гексагональная упаковка; 6 – объектив осветительной системы;
 7 – прозрачный объект; 8 – объектив 60 \times , $NA = 0,85$; 9 – окуляр 15 \times

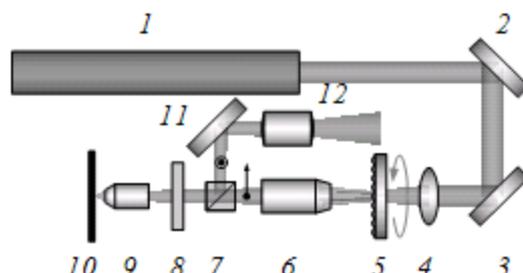


Рисунок 2 – Микроскоп отраженного света:
 1 – He-Ne лазер; 2, 3, 11 – зеркала, $R = 100\%$;
 4 – линза; 5 – вращающийся растровый рассеиватель; 6 – объектив осветительной системы; 7 – поляризационный расщепитель пучка; 8 – пластина $\lambda/4$; 9 – объектив 60 \times , $NA = 0,85$; 10 – отражающий объект; 12 – окуляр 15 \times

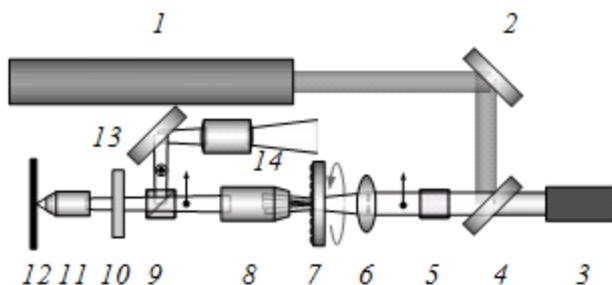


Рисунок 3 – Микроскоп отраженного света с двухцветным освещением:
 1 – He-Ne лазер; 2, 4 – зеркала, $R = 100\%$ для $\lambda = 0,6328$ мкм; 3 – Nd:YAG лазер с удвоением частоты, $\lambda = 0,532$ мкм, $P = 30$ мВт; 5 – поляризатор; 6 – линза; 7 – вращающийся растровый рассеиватель; 8 – объектив осветительной системы; 9 – поляризационный расщепитель пучка; 10 – пластина $\lambda/4$; 11 – объектив 60 \times , $NA = 0,85$; 12 – отражающий объект; 13 – широкополосное зеркало; 14 – окуляр 15 \times

Схемы регистрации изображения объекта представлены на рис. 4.

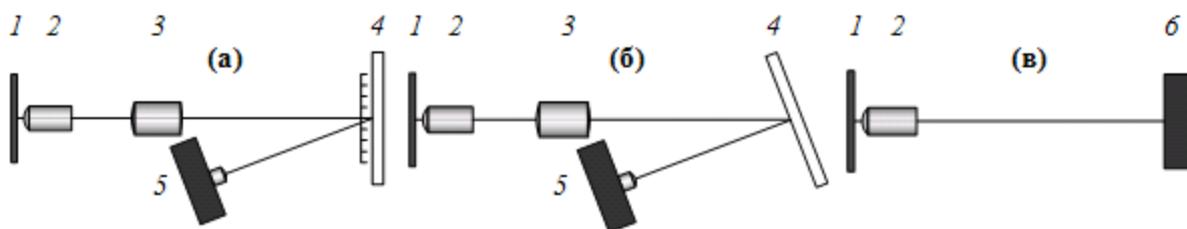


Рисунок 4 – Схемы регистрации изображения:
 1 – объект; 2 – объектив; 3 – окуляр; 4 – экран; 5 – фотоаппарат; 6 – фотоматрица

В качестве иллюстрации большого запаса яркости изображения, получаемого с помощью лазерного микроскопа, на рис. 5 приведены фотографии с экрана, удаленного от объекта на расстояние 343 см, цифры на шкале – сантиметры, источник освещения – He-Ne лазер. На рис. 6 показаны возможности микроскопа по выявлению структурных деформаций эритроцитов на микронном уровне, фотографии с экрана на расстоянии 92 см от объекта. В работе были также получены качественные фотографии с экранов с помощью камеры сотового телефона.

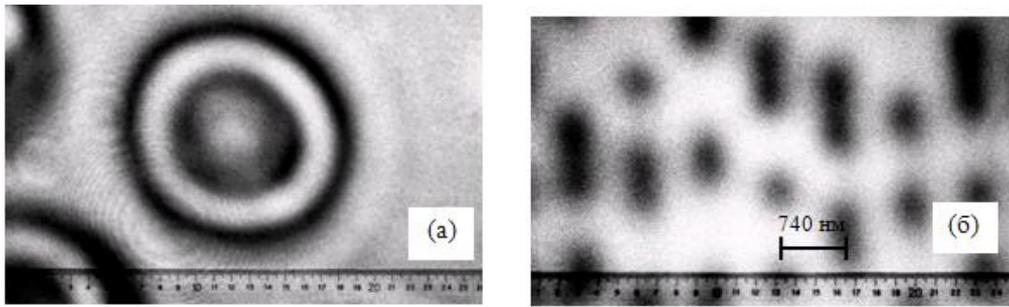


Рисунок 5 – Фотографии с экрана, удаленного на расстояние 343 см от объекта: (а) – эритроцит крови человека с размером ~ 7 мкм (в проходящем свете); (б) – Структура DVD-ROM (в отраженном свете)

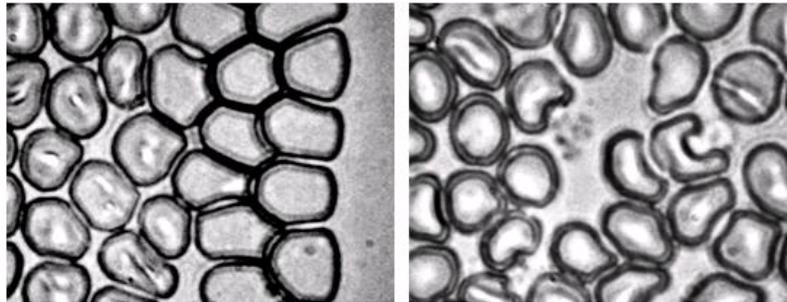


Рисунок 6 – Деформированные эритроциты

На рис. 7 представлены фотографии поверхности CD-ROM, полученные в красном (а), зеленом (б) и двухцветном свете (в). Аналогичные фотографии были получены и для DVD-ROM. Представляет интерес получение изображения двулучепреломляющих объектов с поперечными размерами менее длины волны, пример приведен на рис. 8. Наблюдается определенная корреляция: питы DVD-ROM, наиболее темные в параллельных поляризаторах, в скрещенных поляризаторах – наиболее яркие. Структура CD-ROM также обладает некоторым двулучепреломлением.

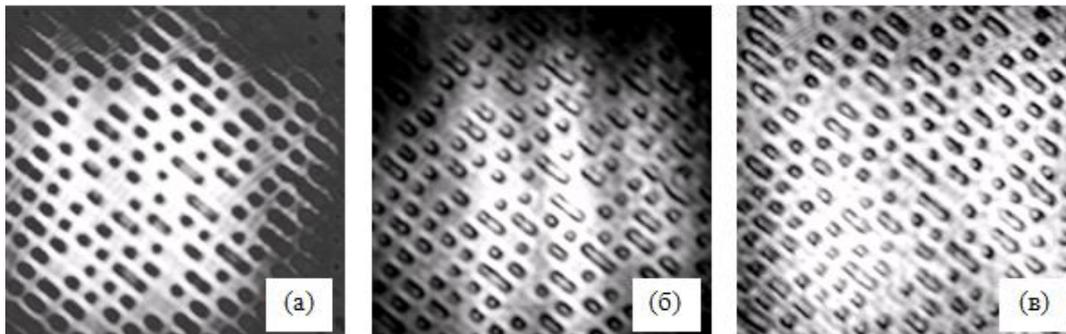


Рисунок 7 – Поверхность CD-ROM. Расстояние между треками CD-ROM 1,6 мкм; отраженный свет; параллельные поляризаторы; $\lambda = 0,6328$ мкм – (а), $\lambda = 0,532$ мкм – (б), двухцветное освещение – (в)

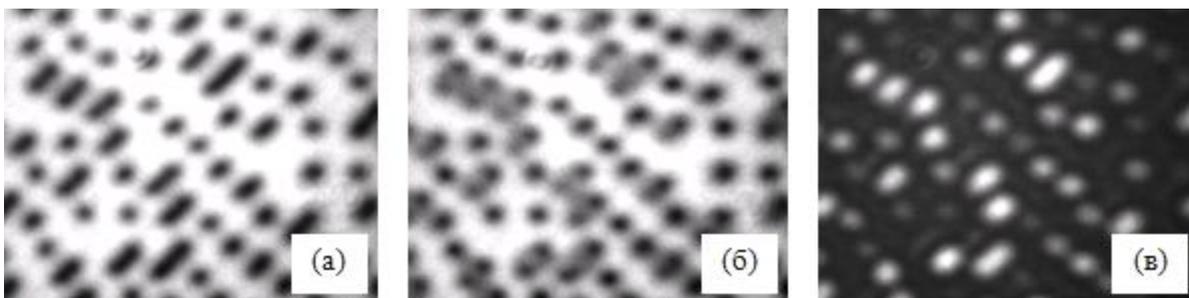


Рисунок 8 – Двулучепреломление структуры DVD-ROM. Отраженный свет; $\lambda = 0,532$ мкм; расстояние до экрана 92 см; поляризаторы параллельны (а), в промежуточном положении (б) и скрещены (в)

Представлен микроскоп с лазерной системой освещения, характеризующийся высокой яркостью и контрастностью изображения субмикронных объектов. Зарегистрированы двулучепреломляющие структуры с поперечными размерами менее длины волны источника освещения. Микроскопы данного типа могут найти широкое применение при исследовании субмикронных объектов в микробиологии и микроэлектронике.

Список литературы

1. Handbook of microscopy: applications in materials science, solid state physics and chemistry / Eds. S. Amelinckx, D. van Dyck, J. van Landuyt, G. van Tendeloo. – Weinheim; New York; Basel; Cambridge; Tokyo: VCH, 1997. – 597 p.
2. Cell biological applications of confocal microscopy. Second edition / Ed. B. Matsumoto // Methods in Cell Biology. – Vol. 70. – San Diego: Academic press. – 2002. – 521 p.
3. Handbook of microscopy for nanotechnology / Eds. N. Yao, Z.L. Wang. – Boston: Kluwer Academic Publishers, 2005. – 731 p.

А.В. Агашков, В.В. Филиппов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, a.agashkov@ifanbel.bas-net.by.

УДК 621.373.826:533.9

А.Н. Чумаков, С.А. Петров, Н.А. Босак

ОСОБЕННОСТИ ОСАЖДЕНИЯ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ ГРАФИТА

Успехи в технологии нанесения алмазоподобных углеродных пленок (АУП) на различные материалы за последнее десятилетие позволили вплотную приблизиться к синтезу однородных наноструктурных АУП приборного качества [1 – 5]. С целью повышения скорости осаждения испарившихся с графитовой мишени частиц, достижения стабильности параметров плазменного факела (температура, давление) вблизи подложки и однородности напыляемой пленки представляется целесообразным применить высокочастотное многоимпульсное лазерное излучение наносекундной длительности [5, 6]. Более того, в этом случае в сравнении с моноимпульсным лазерным облучением графита удастся достичь также и роста ионной составляющей лазерно-эрозионной плазмы – одного из стратегически важных параметров в технологии лазерного наноструктурирования.

В настоящей работе методами электронографии «на отражение» и спектроскопии в УФ, видимом и ближнем ИК-диапазонах исследована структура и оптические свойства осажденных пленок при многоимпульсном лазерном облучении графита в режиме высокочастотной серии наносекундных лазерных импульсов длительностью 85 нс, длиной волны 1060 нм, частотой повторения $f = 10 - 20$ кГц и плотностью мощности ЛИ $q = 15 - 40$ МВт/см². Общая длительность многоимпульсной серии ЛИ не превышала 1 мс. При этом частота повторения импульсов в конце серии заметно уменьшалась, что обусловлено снижением уровня инверсной населенности в конце импульса накачки. Лазерный пучок фокусировался на мишени, установленной в вакуумной камере под углом 45° к его оси, в пятно площадью 0,5 см². В направлении нормали к поверхности мишени на расстоянии 60 мм располагались подложки из монокристаллического кремния (111) – ориентации и стекла. Вакуум в рабочей камере составлял 2,6 Па.

Показано, что уже при $q = 17$ МВт/см² и $f = 12$ кГц в серии из 19 лазерных импульсов происходит формирование очень тонкой аморфной углеродной пленки. На электронограмме проявляются Кикучи-линии, свидетельствующие о сохранении совершенства кристаллической

структуры приповерхностного слоя кремниевой подложки. Увеличение количества воздействующих лазерных импульсов в 2 раза и частоты их повторения до $f = 19$ кГц для $q = 15$ МВт/см² (рис. 1) приводит к росту толщины аморфного алмазоподобного слоя с включениями 2Н-графита (три полукольца с межплоскостными расстояниями: $d_{(10\bar{1}0)} = 0,214$ нм; $d_{(10\bar{1}2)} = 0,184$ нм и $d_{(10\bar{1}3)} = 0,153$ нм).

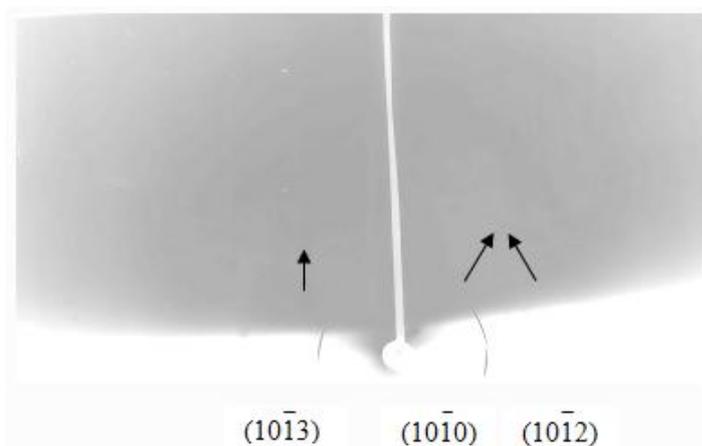


Рисунок 1 – Электронограмма «на отражение» аморфных АУП, осажденных на Si-подложку способом испарения графита высокочастотной серией импульсов лазерного излучения ($N = 38$) при $q = 15$ МВт/см² и $f = 19$ кГц. Стрелками обозначен 2Н-графит

При более высокой плотности мощности ЛИ $q = 16,4$ МВт/см² и $f = 18$ кГц ($N = 69$ импульсов) одновременно с включениями монокристаллического 2Н-графита $(01\bar{1}0)$ -ориентации образуются вкрапления монокристаллической алмазной модификации углерода (001) -ориентации (рис 2 а, а'). Дальнейшее повышение плотности мощности воздействующего на графитовую мишень ЛИ до $q = 17$ МВт/см² при $f = 16$ кГц ($N = 77$) приводит к формированию однородной аморфной АУП, содержащей включения углерода алмазной модификации (рис. 2 б, б').

Спектры пропускания пленок, осажденных на стеклянной подложке при различных значениях плотности мощности воздействующего лазерного излучения, частоты повторения и числа лазерных импульсов, приведены на рис. 3 и 4. Как видно из рис. 3, аморфные АУП с довольно высокой прозрачностью в ИК и видимом диапазонах спектра получались при $q = 15,3$ МВт/см² и $f = 19,6$ кГц ($N = 68$ импульсов). Рост плотности мощности ЛИ до 37 МВт/см² обуславливает резкое ухудшение оптических свойств осажденных пленок (рис. 4). Это может быть связано с тем, что в образующейся при таких плотностях мощности ЛИ углеродной плазме доминируют молекулы C_3 , взаимодействие которых с осажденной пленкой стимулирует образование многоатомных кластеров углерода, ответственных за понижение ее коэффициента пропускания τ .

Спектры пропускания пленок, осажденных на стеклянной подложке при различных значениях плотности мощности воздействующего лазерного излучения, частоты повторения и числа лазерных импульсов, приведены на рис. 3 и 4.

Как видно из рис. 3, аморфные АУП с довольно высокой прозрачностью в ИК и видимом диапазонах спектра получались при $q = 15,3$ МВт/см² и $f = 19,6$ кГц ($N = 68$ импульсов). Рост плотности мощности ЛИ до 37 МВт/см² обуславливает резкое ухудшение оптических свойств осажденных пленок (рис. 4). Это может быть связано с тем, что в образующейся при таких плотностях мощности ЛИ углеродной плазме доминируют молекулы C_3 , взаимодействие которых с осажденной пленкой стимулирует образование многоатомных кластеров углерода, ответственных за понижение ее коэффициента пропускания τ .

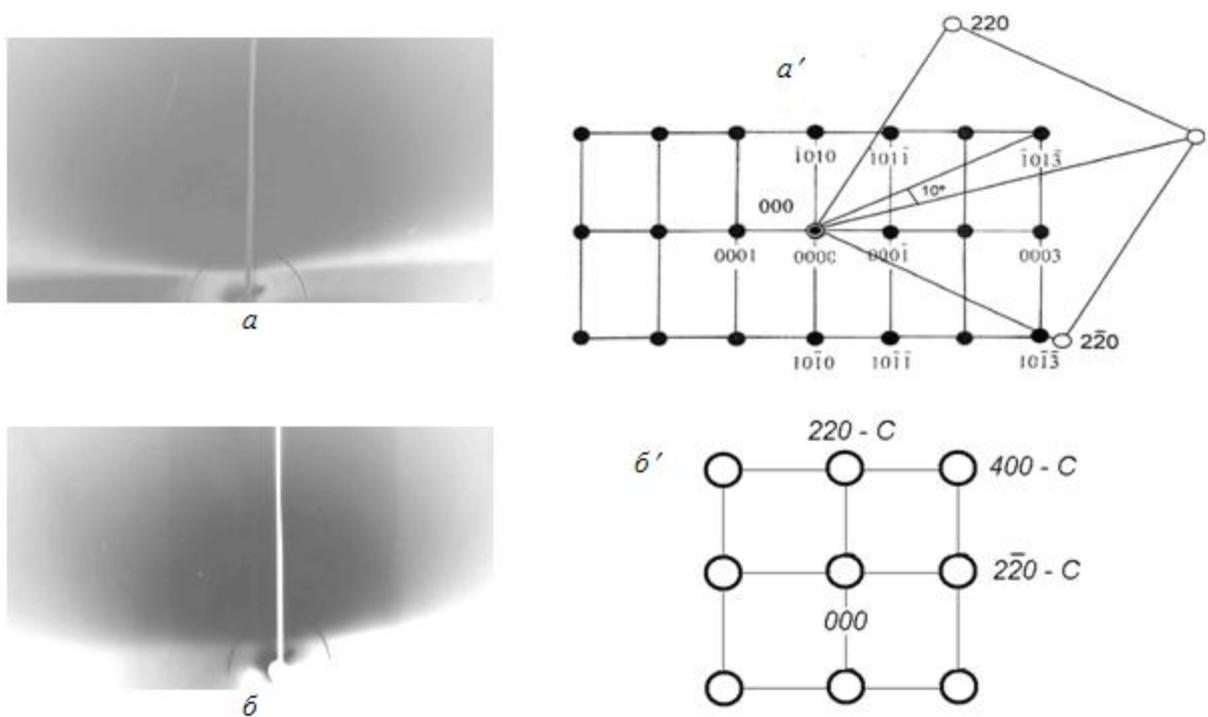


Рисунок 2 – Электронограммы «на отражение» аморфных АУП на Si-подложке, полученных при облучении графита высокочастотной серией импульсов ЛИ с $q = 16,4 \text{ МВт/см}^2$, $f = 18 \text{ кГц}$, $N = 69$ (а); $q = 17 \text{ МВт/см}^2$, $f = 16 \text{ кГц}$, $N = 77$ (б), и схемы электронограмм (а', б')

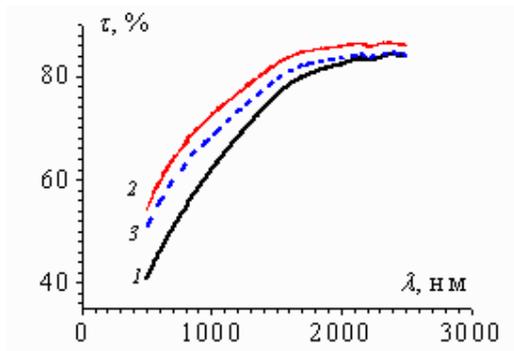


Рисунок 3 – Спектральная зависимость пропускания АУП на стеклянной подложке для различных частот повторения лазерных импульсов:

- 1 – $q = 14,8 \text{ МВт/см}^2$, $f = 19 \text{ кГц}$ ($N = 59$);
- 2 – $q = 15,3 \text{ МВт/см}^2$, $f = 19,6 \text{ кГц}$ ($N = 68$);
- 3 – $q = 16 \text{ МВт/см}^2$, $f = 16 \text{ кГц}$ ($N = 37$)

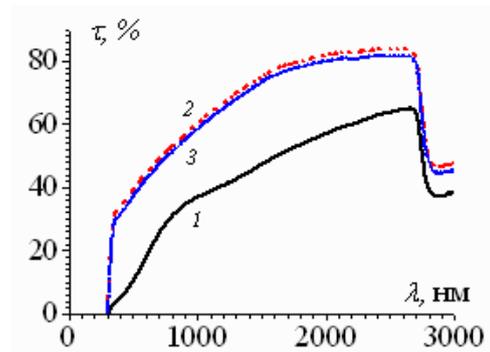


Рисунок 4 – Спектральная зависимость пропускания АУП на стеклянной подложке для различных плотностей мощности воздействующего на графит излучения:

- 1 – $q = 37 \text{ МВт/см}^2$, $f = 17 \text{ кГц}$ ($N = 109$ импульсов);
- 2 – $q = 15 \text{ МВт/см}^2$, $f = 17,5 \text{ кГц}$ ($N = 53$ импульса);
- 3 – $q = 16 \text{ МВт/см}^2$, $f = 17,7 \text{ кГц}$ ($N = 66$ импульсов)

Выявлены преимущества высокочастотной многоимпульсной лазерно-плазменной технологии осаждения пленок по сравнению с моноимпульсным их нанесением на горячую подложку при высоком вакууме. Кроме существенного повышения скорости осаждения это обеспечивает получение высококачественных алмазоподобных пленок с улучшенными оптическими свойствами без достижения высокого вакуума и подогрева подложек. Установлено также, что воздействие ряда последних плазменных сгустков импульсно-периодического плазменного потока на напыляемое покрытие играет роль динамического отжига из-за уменьшения частоты их повторения в конце многоимпульсной серии, о чем свидетельствует присутствие на электронограммах «на отражение»

четко очерченных диффузных полуколец аморфной фазы АУП с рефлексами монокристаллического углерода алмазной модификации.

Список литературы

1. Voevodin, A.A., O'Neil, J.P., Zabinski, J.S. Combined Magnetron Sputtering and Pulsed Laser Deposition of Carbides and Diamond-like Carbon Films // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – V. 69, № 2. – P. 188 – 190.
2. Кононенко, Т.В., Конов, В.И., Лубнин, Е.Н., Даусингер, Ф. Импульсное лазерное напыление твердого углеродного покрытия при атмосферном давлении // *Квант. электр.* – 2003. – Т. 33, № 3. – С. 189 – 191.
3. Азарко, И.И., Гончаров, В.К., Оджаев, В.Б., Петров, С.А., Пузырев, М.В. Структура алмазо-подобных углеродных пленок, синтезированных методом лазерного испарения графита в вакууме // *ИФЖ.* – 2004. – Т. 77, № 4. – С. 79 – 82.
4. Сизов, Ф.Ф., Клой, Н.И., Лукьянова, А.Н., Савкина, Р.К., Смирнова, А.Б., Евменова, А.З. CdZnTe. Просветляющие свойства алмазоподобных углеродных пленок, нанесенных на монокристаллы $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x \sim 0.04$) // *Письма в ЖТФ.* – 2008. – Т. 34, № 9. – С. 32 – 40.
5. Чумаков, А.Н., Босак, Н.А., Кузьмицкий, А.М., Петренко, А.М., Шкурко, В.В. Матер. VI Межд. конф. «Лазерная физика и оптические технологии», Гродно, 2006. – С. 385 – 388.
6. Минько, Л.Я., Чумаков, А.Н., Босак, Н.А. // *Квант. электр.* – 1990. – Т. 17, № 11. – С. 1480 – 1484.

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, chumakov@imaph.bas-net.by.

С.А. Петров – Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко» Белорусского государственного университета, ermakovichol@tut.by.

УДК 535.34:542.74

К.И. Аршинов, В.В. Невдах, Н.Н. Лаврентьева, А.С. Дударенок

УШИРЕНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ПЕРЕХОДА $10^0-00^0_1$ МОЛЕКУЛЫ CO_2 СТОЛКНОВЕНИЯМИ С МОЛЕКУЛАМИ CO^*

Использование оптических методов диагностики атмосферы и нагретых газообразных продуктов сгорания топлив с целью определения концентрации молекул CO_2 и их температуры, расчет характеристик мощных технологических CO_2 -лазеров требуют знания значений спектроскопических параметров для соответствующих линий молекулы CO_2 и их температурных зависимостей (см., например, [1 – 4]). В работах [5 – 8] представлены полученные экспериментальные и теоретические данные по столкновительному уширению спектральных линий молекул, в том числе и углекислого газа. Хотя молекула CO_2 уже давно изучается, в то же время, ряд задач, связанных с определением спектроскопических параметров для линий различных переходов молекулы CO_2 , все ещё остается нерешенными (см., например, [9]). Известно, что в продуктах сгорания топлив, выбрасываемых в атмосферу, кроме молекул углекислого газа, присутствуют и другие молекулы, в том числе и продукты неполного сгорания углеводородных топлив – молекулы CO . Если влияние других продуктов сгорания органических топлив на столкновительное уширение спектральных линий молекулы углекислого газа при повышенных температурах изучалось ранее, и результаты достаточно хорошо представлены в современной литературе, то уширение линий молекулы CO_2 молекулами угарного газа практически не исследовалось. Параметры контура линий в случае CO_2 - CO необходимы для наполнения современных высокотемпературных баз данных, таких как, информационная система «Радиационные свойства горячих газов» (<http://spechot.iao.ru>), разработанная в Институте оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН.

* Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (грант Ф10P-013) и РФФИ (грант № 10-08-90014-Бел_а).

Цель настоящей работы – определить относительные коэффициенты столкновительного уширения линий поглощения перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 молекулами CO b_{CO} в диапазоне температур 300–700 К.

Методика определения относительных коэффициентов столкновительного уширения линии b_{CO} буферным газом CO основана на измерениях с помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого CO_2 -лазера величин ненасыщенных коэффициентов поглощения на центральных частотах линий перехода $[10^0 0,02^0 0]_1-00^0 1$ в чистом CO_2 α_{CO_2} и в бинарной смеси $\text{CO}_2:\text{CO}=1:1$ $\alpha_{\text{CO}_2-\text{CO}}$ при давлениях $P_c=P_2=100$ Тор, обеспечивающих лоренцевские контуры линий поглощения. Значения относительных коэффициентов столкновительного уширения линии b_{CO} буферным газом CO определялись из выражения

$$\alpha_{\text{CO}_2}/\alpha_{\text{CO}_2-\text{CO}}=1+b_{\text{CO}}. \quad (1)$$

На рисунке 1 представлены результаты измерений коэффициентов поглощения в чистом CO_2 и в смеси $\text{CO}_2:\text{CO}=1:1$ на центральных частотах линий R -ветви колебательного перехода $10^0 0-00^0 1$ при температуре $T=(300\pm 0,3)\text{К}$ и давлении 100 Тор.

Определенные с помощью выражения (1) по измеренным коэффициентам поглощения значения относительного коэффициента столкновительного уширения b_{CO} представлены на рисунке 2. Из этого рисунка видно, что в исследованном диапазоне изменения вращательного квантового числа $J=10-38$ величина коэффициента b_{CO} меняется слабо.

В работе [10] для линии $P(20)$ перехода $[10^0 0,02^0 0]_1-00^0 1$ приведено значение $b_{\text{CO}} = 0.765$, что достаточно хорошо согласуется с представленными данными (см. рис. 2).

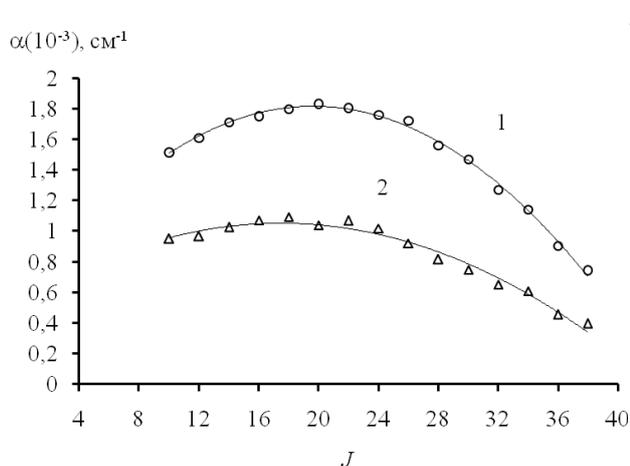


Рисунок 1 – Коэффициенты поглощения на центральных частотах линий R -ветви колебательного перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 в чистом CO_2 ($\circ/1$) и в смеси $\text{CO}_2:\text{CO}=1:1$ ($\Delta/2$) при температуре $T=(300\pm 0,3)$ К и давлении 100 Тор

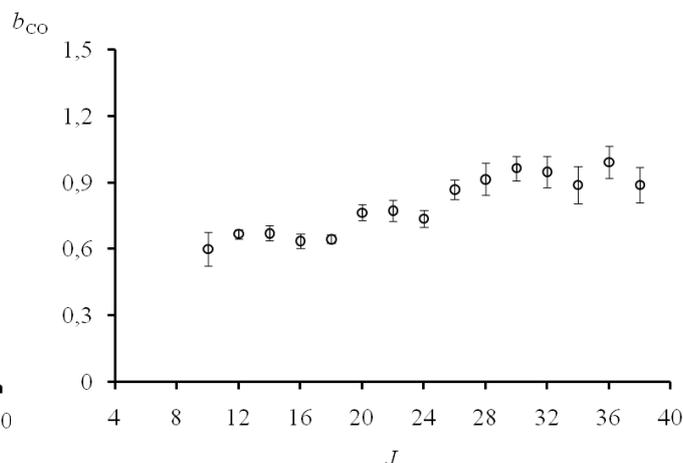


Рисунок 2 – Зависимость относительного коэффициента столкновительного уширения b_{CO} от вращательного квантового числа J для линий R -ветви перехода $10^0 0-00^0 1$ молекулы CO_2 при температуре $T=(300\pm 0,3)$ К

Для линий $R(10)$, $R(22)$ и $R(34)$ также были измерены ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом углекислом газе α_{CO_2} и в газовой смеси $\text{CO}_2:\text{CO}=1:1$ $\alpha_{\text{CO}_2-\text{CO}}$ при давлении 100 Тор в диапазоне температур от 300 К до 700 К. Полученные по этим данным температурные

зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения b_{CO} представлены на рисунке 3. Из рисунка 3 видно, что температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линий $R(10)$, $R(22)$ и $R(34)$ молекулы CO_2 буферным газом CO $b_{CO}(J, T)$ с точностью до погрешности измерения можно считать одинаковыми и практически линейными. Можно предположить, что в исследованном диапазоне изменения вращательного квантового числа аналогичные температурные зависимости будут и для остальных линий, и они могут быть аппроксимированы следующей зависимостью от температуры:

$$b_{CO}(J, T) = b_{CO}(J, T = 300K) + 8.5 * 10^{-4} (T - 300). \quad (2)$$

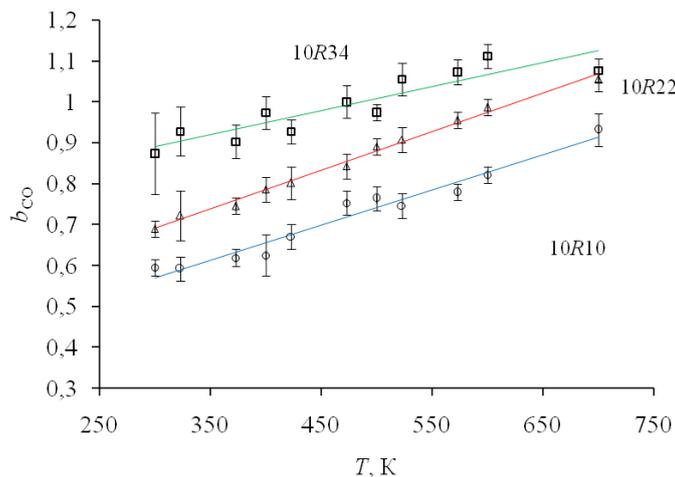


Рисунок 3 – Температурные зависимости относительных коэффициентов столкновительного уширения линий поглощения $R10$ (\circ), $R22$ (Δ) и $R34$ (\square) колебательного перехода 10^0-00^0 молекулы CO_2 молекулами CO

Таким образом, с помощью стабилизированного по частоте перестраиваемого CO_2 -лазера измерены ненасыщенные коэффициенты поглощения в чистом углекислом газе и в бинарной смеси $CO_2:CO=1:1$ при давлении 100 Тор и температуре $T=300$ К на линиях с вращательным квантовым числом $J=10-38$ R -ветви колебательного перехода 10^0-00^0 молекулы CO_2 . Для этих линий определены относительные коэффициенты столкновительного уширения линий поглощения молекулы CO_2 молекулами буферного газа CO – b_{CO} . Установлено, что коэффициент $b_{CO} = f(J)$ слабо зависит от величины вращательного квантового числа J в исследованном диапазоне $J=10-38$. Для линий $R(10)$, $R(22)$ и $R(34)$ проведены измерения коэффициентов поглощения в чистом CO_2 и в смеси $CO_2:CO=1:1$ в диапазоне температур 300 – 700 К. Установлено, что коэффициенты b_{CO} для этих линий практически одинаково линейно зависят от температуры, и эта зависимость аппроксимирована выражением (2).

Список литературы

1. Ачасов, О.В., Кудрявцев, Н.Н., Новиков, С.С., Солоухин, Р.И., Фомин, Н.А. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах. Минск, : Наука и техника, 1985. – 208 с.
2. Артамонов, А.В., Гонгарь, В.Г., Сургученко, С.А. Квант. электр. – 1983. – № 10. – С. 1088 – 1092.
3. Адаменков, А.А., Бузоверя, В.В. // Квант. электр. – 1995. – № 22. – С. 29 – 32.
4. Аршинов, К.И., Лешенюк, Н.С., Невдах, В.В. Квант. электр. – 1998. – № 25. – С. 679 – 682.
5. Стариков, В.И., Лаврентьева, Н.Н. Столкновительное уширение спектральных линий поглощения молекул атмосферных газов / Под общей редакцией К.М. Фирсова. – Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН, 2006. – 308 с.

6. Tashkun, S.A., Perevalov, V.I., Teffo, J-L., Bykov, A.D., Lavrentieva, N.N. J. Quant. Spectr. Radiat. Transf., 82 (2003) 165 – 197.
7. Rosenmann, L., Hartmann, J.M., Perrin, M.Y., Taine, J.J. Chem.Phys., 88 (1988) 2999 – 3006.
8. Rothman, L.S., Jacquemart, D., Barbe, A., Chris Benner, D., Carleer, M.R., Jr., Chackerian, C., et al. J. Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer, 96 (2005) 139-204.
9. Аршинов, К.И., Аршинов, М.К., Невдах, В.В. Квант. электр., 40 (2010) 629 – 633.
10. Meyer T.W, Rhodes C.K., Haus H.A. Phys.Rev.A. – 1975. –№ 12. – P. 1993 – 2008.

К.И. Аршинов – Институт технической акустики НАН Беларуси, itaaki@yandex.ru.

В.В. Невдах – Белорусский национальный технический университет, v.v.nev@bk.ru.

Н.Н. Лаврентьева, А.С. Дударенко – Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, lnn@iao.ru.

УДК 543.424+621.179

А.Р. Баев, В.Г. Гуделев, А.И. Митьковец, И.В. Стойчева

ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ НЕСПЛОШНОСТЕЙ

Благодаря бесконтактности и возможности проведения контроля объектов сложного профиля, расположенных в труднодоступных местах и имеющих температуру до $\sim 1000^{\circ}$, использование оптоакустических (ОА) методов весьма перспективно для выявления потенциально опасных трещин, пор и других поверхностных несплошностей (ПН) в объектах авиастроения, машиностроения, теплоэнергетики, электроники и других. Отличие рассмотренного и исследованного ниже ОА-метода от традиционных методов [1] заключается в том, что выявление ПН производится по данным изменения параметров возбуждаемых пятном лазерного луча (ПЛЛ) поверхностных волн именно в процессе пересечения зоны расположения поверхностной несплошности [2]. Как показали наши предварительные исследования, именно в этом случае представляется возможным существенно нивелировать влияние мелких рисок, шероховатости поверхности и ее светоотражательной способности, а также неоднородности структуры материала на надежность и достоверность контроля.

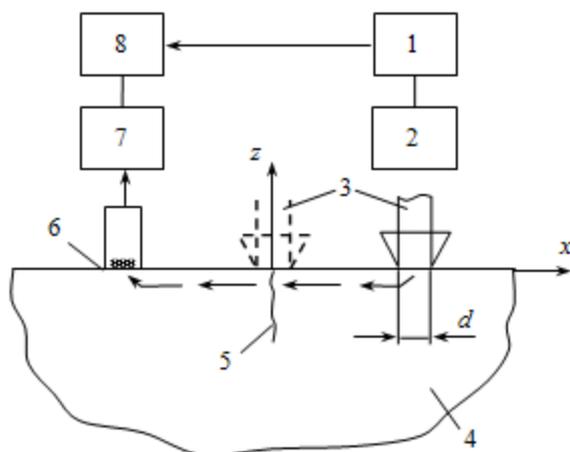


Рисунок 1 – Схема эксперимента по влиянию положения пятна лазерного луча (ПЛЛ) относительно трещины на амплитуду ПАВ: 1 – лазер; 2 – устройство коррекции луча; 3 – ПЛЛ; 4 – образец; 5 – трещина; 6 – приемник ПАВ; 7 – усилитель; 8 – Spectronic

В работе проведено экспериментальное исследование влияния геометрии и положения ПЛЛ относительно координаты несплошности $x=0$ на параметры ПАВ (рисунок 1), где в качестве объекта исследований использованы стальные образцы с усталостными трещинами следующих размеров.

Трещина образца № 1 – длина $b \approx 20$ мм, ширина $d \approx 4$ мкм, глубина $h = 400-450$ мкм; образца № 2 – $b \approx 3$ мм, $h \sim 200-300$ мкм, $d \approx 0,5$ мкм. НП в виде модельной поры выполнена диаметром 1 мм и глубиной $h = 2$ мм. Источником импульсно-лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм служит генератор ЛТИПЧ с устройством коррекции сечения ПЛЛ. ПАВ принимаются пьезопреобразователем, сигнал с которого подается после усиления на вход «Spectronic» TDS 3052B для анализа его амплитуды и спектра. Частота следования лазерных импульсов 10 Гц. ПЛЛ формировалось в виде вытянутой полосы либо круга с изменяемым поперечным сечением. Режим возбуждения ПАВ – термоупругий.

Значимые результаты экспериментальных исследований приведены на рисунках 2 и 3, на которых представлены характерные осциллограммы возбуждаемых ПАВ и зависимости их амплитуды от координаты и безразмерной ширины ПЛЛ $d^* = d / \lambda_{ПАВ}$, где $\lambda_{ПАВ}$ – длина волны.

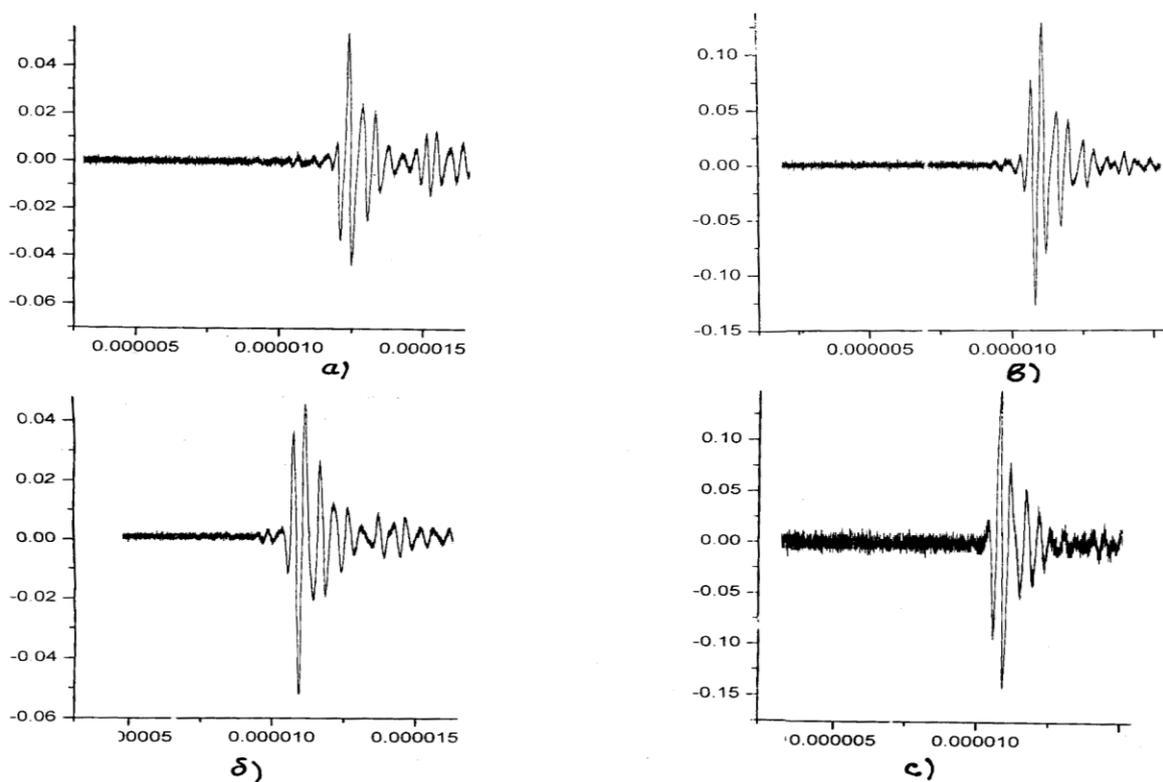


Рисунок 2 – Осциллограммы ПАВ при изменении положения ПЛЛ (типа длинной полосы) на образце трещиной шириной 4 мкм, глубиной 400 – 500 мкм и длиной 25 мм: x , мм=3 (а); -3 (б); 0,5 (в); -0,5 (г); ось ординат в В, а ось абсцис в мс

Как видно, при пересечении ПЛЛ трещины наблюдается существенное изменение не только амплитуды, но и «вступительной» части импульса, занимающей временной интервал его осцилляции $\tau = (2-3)f^{-1}$, где f – характерная частота волны. Этот эффект сопровождается изменением спектра импульса, а также появлением «сателлитов» ПАВ, появляющихся, по-видимому, в результате отражения от стенок трещины обратной волны, генерируемой ПЛЛ. При этом зависимость амплитуды волны $P(x)$ имеет ярко выраженный максимум, достигаемый при расположении центра ПЛЛ в окрестности трещины ($x = 0$). Максимальное же увеличение амплитуды сигнала, характеризуемое амплитудным коэффициентом $\varepsilon_A = P_{max} / P_x$, достигает 7 – 8 раз, если ширина ПЛЛ выбрана оптимальной величины, характеризуемой безразмерным параметром $d^* = d / \lambda_{ПАВ} = 1,8 - 2,2$, где P_x соответствует минимуму амплитуды сигнала при положении центра ПЛЛ в окрестности $-4 \text{ мм} \leq x \leq 4 \text{ мм}$. Амплитудные же изменения сигнала при перемещении ПЛЛ через

трещину с предельным раскрытием (шириной ~0,5 мкм) и длиной ~3 мм составили всего 25-40 %. Однако, при этом признаком, характеризующим наличие дефекта, может служить форма «вступительной» части осцилляции импульса, обусловленная сложным характером формирования поля ПАВ в окрестности трещины. Необходимо отметить, что ранее в работе [2] при изучении подобного эффекта на образце с длинной искусственной трещиной шириной $\delta = 50$ мкм влияние параметра d^* на амплитуду возбуждаемой ПАВ не изучалось, а зафиксированное «усиление» амплитуды ПАВ составило всего $\varepsilon_A \sim 2$.

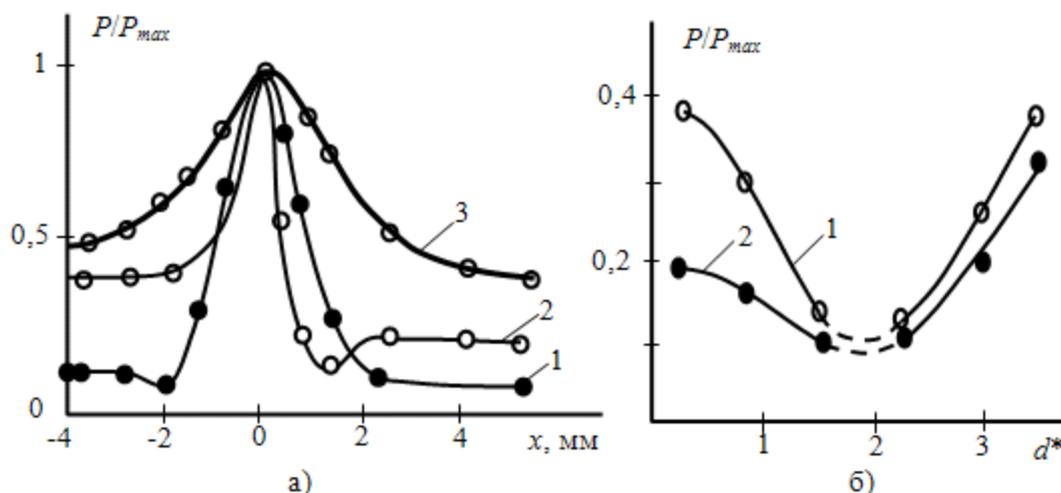


Рисунок 3 – Амплитуда ПАВ в зависимости от положения ПЛЛ типа длинной полосы относительно трещины (а) и от безразмерной ширины ПЛЛ (б): (а) - $d^* = 2,2$ (1); 0,2(2); 5(3); (б) - $PA = PA(x_i)$, где $x_1 = -4$ мм (1) и $x_2 = 4$ мм (2)

Нами также получены зависимости $P(x)$ и $\varepsilon_A(d^*)$ для случая, когда ПЛЛ имеет форму круга, а несплошность – цилиндрическое углубление диаметром 1 мм. Весьма интересным с точки зрения механизма ОА-взаимодействия и важным для практики является тот факт, что при отношении площади ПЛЛ к площади несплошности (модельной поры) $S^* = S_{ПЛЛ} / S_{ПН} = 25$ величина ε_A достигает ~5-6. При этом, так называемый «захват» контролируемой поверхности объекта при ОА-сканировании, определяющий производительность контроля при сохранении его высокой чувствительности, может быть весьма большим. Прием же ПАВ может производиться ненаправленным приемником колебаний, включая интерферометр, контактный преобразователь и другие. Проведенные исследования также показали, что путем уменьшения поперечного сечения ПЛЛ представляется возможным достаточно легко обнаруживать несплошности типа поры с поперечным размером, составляющим десятые доли мм.

Необходимо отметить, что аналитическое решение рассматриваемой задачи даже в частном случае весьма затруднительно [3] и зависит от комплекса параметров, включая теплофизические и упругие свойства материала образца, соотношение между геометрическими размерами трещины $l_i = \{b, h, \delta\}$, спектральную функцию возбуждаемых лазерным лучом колебаний $F_L(\omega)$ и функцию приема $F_{ПАВ}(\omega)$, а также (что весьма важно) – от коэффициента прохождения или преобразования энергии волны на трещине – $K(\omega, l_i/d, l_i/\lambda_{ПАВ} \dots)$, являющегося весьма сложной функцией не только от указанных параметров, но и от степени контакта (или сжатия) стенок трещины. По-видимому, для рассматриваемых условий измерений основная причина наблюдаемого изменения параметров зондирующего сигнала заключается в следующем. Во-первых, при перемещении ПЛЛ через трещину

теплообмен и передача упругих возмущений между ее стенками затруднены, т.к. $\sigma_{ik} \rightarrow 0$ и $q_n \rightarrow 0$, где σ_{ik} – тензор напряжений, а q_n – тепловой поток, направленный нормально к стенке трещины. Т.о., можно считать, что в формировании ПАВ участвуют два источника с изменяемыми (по мере перемещения ПЛЛ) поперечными размерами – d_1 и d_2 , для которых $d_1+d_2=d$. Если учесть, что на бездефектной поверхности всего лишь 50 % энергии ПАВ распространяется по направлению к приемному преобразователю, то при локализации ПЛЛ в окрестности трещины ($d_1 \leq x \leq 0$) произойдет повышение плотности энергии ПАВ, направленной к приемному преобразователю вследствие их отражения от стенки трещины. Если также учесть, что амплитуда ПАВ $P \sim \frac{\sin k_{ПАВ}d}{k_{ПАВ}} e^{ik_{ПАВ}x}$ [4] и

проявляются эффекты интерференции, где $k_{ПАВ} = 2\pi / \lambda_{ПАВ}$, то величина амплитудного коэффициент ε_A может быть значительно больше 2-х, что и обнаружено в настоящих исследованиях.

Экспериментально изучено влияние импульсно-лазерного излучения на амплитуду и форму сигнала ПАВ, возбуждаемых при перемещении пятна лазерного луча разной геометрии через поверхностную несплошность в виде усталостной трещины микронного раскрытия и модельной поры. Дан краткий анализ оптоакустического тракта измерительной системы.

Список литературы

1. Неразрушающий контроль: справочник: в 7 т. Т. 3: Ультразвуковой контроль / И.Н. Ермолов, Ю.В. Ланге; под ред. чл.-корр. РАН В.В. Клюева. – М.: Машиностроение, 2004. – 832 с.
2. Sridhar Krishnaswamy Theory and Application of Laser-Ultrasonic Techniques, in Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation, Vol. 20A, Thompson, D.O. and Chimenti, D.E., Eds., Plenum Press, New York, 2003. – P. 436 – 492.
3. Гусев, В.Э., Карабутов, А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. – 304 с.
4. Викторов, И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. – М.: Наука, 1981. – 288 с.

А.Р. Баев, И.В. Стойчева – Институт прикладной физики НАН Беларуси, Минск, baev@iaph.bas-net.by.

В.Г. Гуделев, А.И. Митьковец – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, gudelev@dragon.bas-net.by.

УДК 535:621.373.826

V.S. Burakov, A.V. Butsen, N.V. Tarasenko, N.N. Tarasenska, M. Brikas, M. Maciulevicius, A. Vinciunas, G. Raciukaitis

LASER ASSISTED GENERATION AND ON-LINE CHARACTERIZATION OF GOLD NANOPARTICLES IN LIQUIDS

In this study we report about the synthesis and characterization of nanoparticles produced by laser ablation of gold plate immersed in distilled water and aqueous glucose solutions. The motivation of such research lies in the great potential applications of noble metal nanoparticles in biotechnology, chemical catalysis, novel types of electronic and optical devices. For such applications, the particles should be stable, with well-defined small size and with narrow size distributions. Gold nanoparticles with dimensions less than 30 nm are particularly suitable for these applications because of their chemical stability and a presence of a resonant surface plasmon excitation in the visible spectral region (around 520 nm). In particular, these nanoparticles can be used as efficient and selective optical markers to diagnose different biological objects.

The experiments were carried out using the radiation of the Nd:YAG laser (LOTIS TII, LS2134D), operating in a double-pulse mode at 1064 nm (energy 80 mJ/pulse, repetition rate 10 Hz, pulse duration 8 ns). In the double-pulse mode a repetitive consequence of two delayed laser pulses is used for ablation. In the

double-pulse configuration, the production rate of nanoparticles has been shown to be greater than the sum of the single-pulse production rates [1]. In addition, the definite size reduction of particles in ablation plume can be achieved under conditions of suitable temporal delays between two laser pulses in result of heating and fragmentation of the ablated material produced by the first laser pulse [1].

Schematic diagram of the laser ablation experiment is presented in Fig. 1. The main component of the system is the nanoparticle generation chamber where laser ablation takes place. The chamber was equipped with optical windows for the on-line measurements of the absorption spectra. Fiber spectrometers were connected to the system. Peristaltic water pump was used for water circulation in order to remove nanoparticles and bubbles from the ablation area, thus, enhancing the productivity of nanoparticles. This kind of set-up enabled us to measure the absorption spectra of nanoparticles on-line during the ablation process. We were able to detect the change in plasmon resonance spectrum in every few milliseconds. Optical absorption spectra of nanoparticles were studied depending on the experimental conditions (laser irradiation parameters, a type of surfactant solutions and concentration).

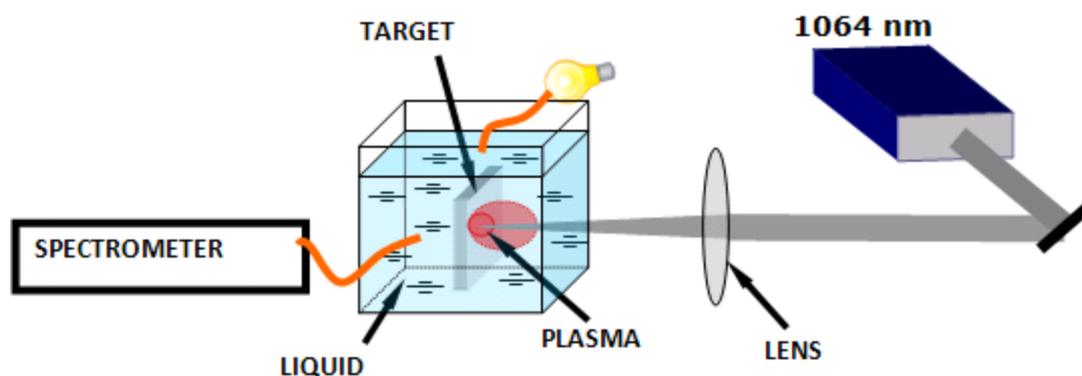


Figure 1 – Schematic diagram of the laser ablation experiment

Absorption spectra of colloidal solutions, obtained using different interpulse distances are shown in fig. 2.

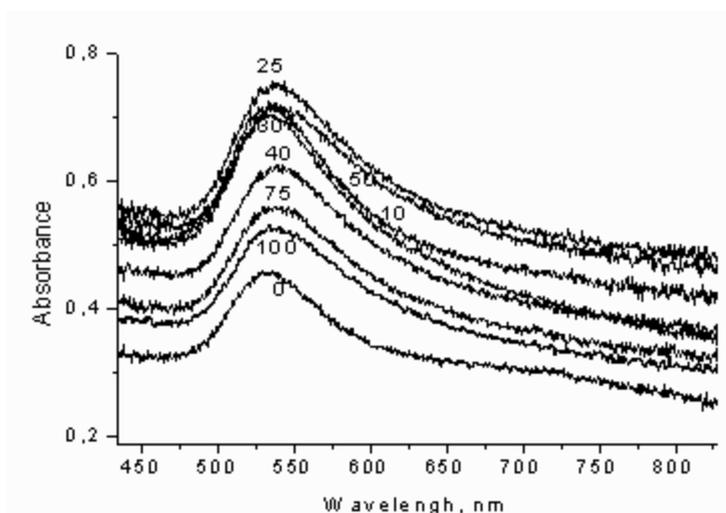


Figure 2 – Absorption spectra of gold colloids, obtained using different interpulse delays (in microseconds) in double pulse laser operation mode

As can be seen from fig.2 the plasmon peak positions are in the range of 532–537 nm indicating the formation of particles with dimensions of 5 – 50 nm in the solution [2]. The height of the plasmon peak is known to be proportional to the concentration of the Au nanoparticles with sizes in the indicated range. The

formation of the gold nanoparticles was also verified by the TEM results that are discussed below. The height and the width of the SPR peaks were found to be dependent upon the interpulse delay. The optimal time delay between pulses was found to be within 20–30 μs .

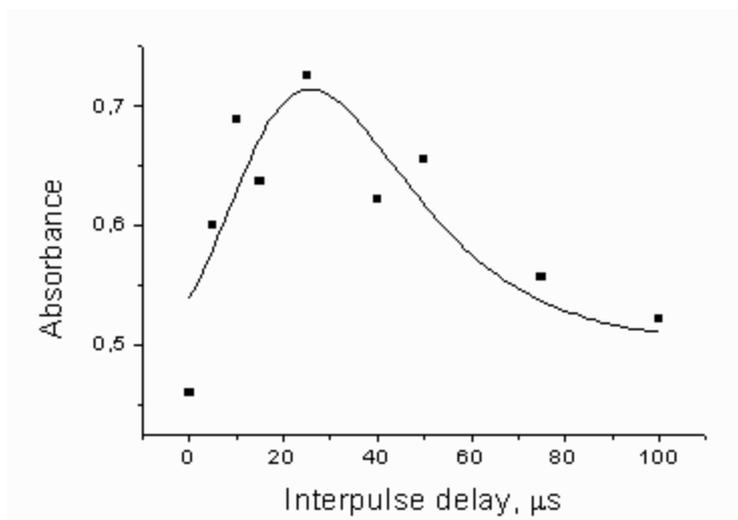


Figure 3 – Surface plasmon resonance maximum values in dependence on interpulse delay

Optical absorption spectra of gold nanoparticles prepared in 0,28 M aqueous glucose solution exhibit the characteristic peaks of the surface plasmon resonance (SPR) shifted to shorter wavelengths (from 535 nm in water to 521 nm in glucose solution).

The spectra findings were confirmed by TEM data. The size and size distribution of the nanoparticles were found to be functions of the laser ablation parameters. Typical TEM image Au nanoparticles synthesized in 0,28 M aqueous glucose solution and after the subsequent irradiation with the 532 nm laser beam are presented in fig. 4.

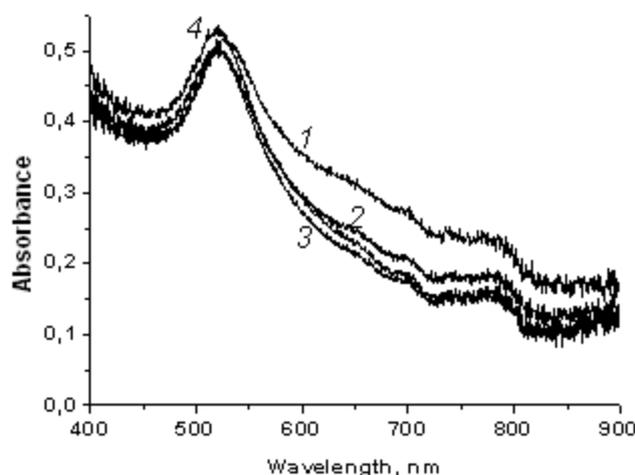


Figure 4 – Absorption spectra of gold colloids in glucose solution (0.28M) as prepared and after laser irradiation (532 nm, pulse energy of 90 mJ) during 30 s (2), 90 s (3) and for 150 s (4)

TEM images show the presence of nearly spherical initial particles with diameters in the range of 3 – 15 nm. The average diameter was found to be decreased to 5 nm and the size-distribution to be narrowed after the additional 532 nm laser irradiation of nanoparticles with laser fluence of 0.3 J/cm².

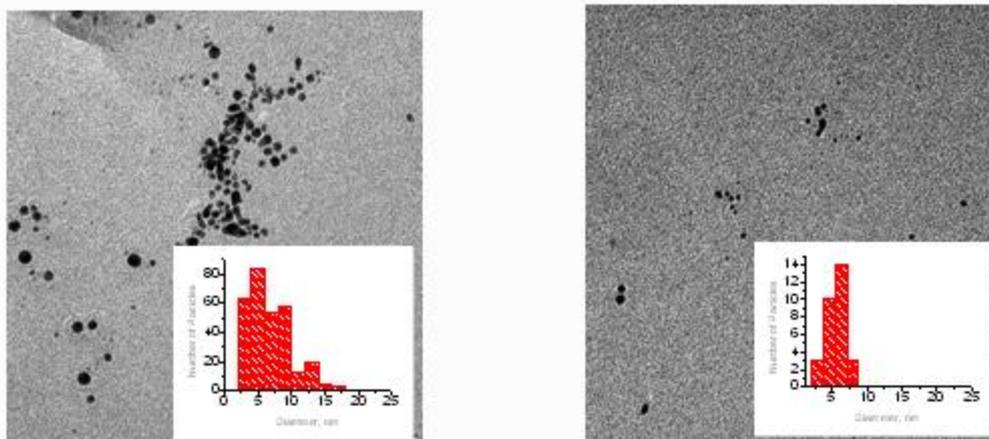


Figure 5 – TEM images of gold nanoparticles produced by pulsed laser ablation in aqueous glucose solution before (left) and after additional 532 nm laser irradiation

So, the on-line detection of the optical response of gold nanoparticles formed during laser ablation in water and aqueous solutions can be used for controlled regulation of the mean size of nanoparticles and their size distribution function. Using of lasers with the high pulse repetition frequency is preferable for increasing productivity of the laser ablation technique. A promising combination of laser ablation with post-ablation irradiation of the colloids for modification of the morphology of the formed nanoparticles was demonstrated. The experimental conditions were found to produce rather small (5 – 10 nm) and long-term stable gold nanoparticles.

References

1. Burakov, V.S.; Tarasenko, N.V.; Butsen, A.V.; Rozantsev, V.A.; Nedel'ko, M.I. Eur. Phys. J. Appl. Phys. – 2005. – 30. – P. 107 – 113.
2. Boren, C.F., Huffman, D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles, Wiley, New York, 1983.

V.S. Burakov, A.V. Butsen, N.V. Tarasenko, N.N. Tarasenko – B.I. Stepanov Institute of Physics NAN, Minsk, tarasenk@imaph.bas-net.by.

M. Brikas, M. Maciulevicius, A. Vinciunas, G. Raciukaitis – Center for Physical Sciences and Technology, graciukaitis@ar.fi.lt.

УДК 535:621.373.826:539

В.С. Бураков, А.В. Буцень, Е.А. Невар, М.И. Неделько, Н.В. Тарасенко

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА ЦИНКА В ВОДЕ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ

В последние годы успешно развиваются лазерно-плазменные методы синтеза низкоразмерных частиц металлов, основанные на процессах лазерной абляции в жидкофазных средах. Метод лазерной абляции твердых тел отличается простотой реализации, отсутствием побочных примесей в конечном продукте, может быть применен для различных материалов как проводящих, так и непроводящих, полупроводников, а также тугоплавких материалов [1].

Интерес к оксиду цинка обусловлен тем, что в сравнении с другими полупроводниковыми материалами, ZnO имеет более высокую энергию экситонного возбуждения, более устойчив к

радиации и является многофункциональным материалом, обладая пьезоэлектрическими, ферроэлектрическими и ферромагнитными свойствами.

Оксид цинка – широкозонный ($E = 3,37$ эВ) полупроводниковый материал, перспективный для создания полупроводниковых лазеров и светодиодов в ультрафиолетовой (УФ) области спектра. Большая энергия связи экситона 60 мэВ позволяет получать интенсивное УФ свечение в ZnO благодаря излучательной рекомбинации экситонов при комнатной и выше (до 550 К) температурах. Оксид цинка может применяться в солнечных элементах, пьезопреобразователях, а также в качестве каталитических частиц и сенсоров при определении молекулярного состава газов. [2]. Наконец ZnO является экологически безопасным и биосовместимым материалом, что важно для биомедицинских применений. Структуры из ZnO, размеры которых находятся в нанометрическом диапазоне, представляют особый интерес благодаря ожидаемым новым свойствам вследствие поверхностных и квантоворазмерных эффектов.

Следует отметить, что ZnO практически всегда обнаруживает проводимость n-типа, получить образцы с дырочной проводимостью гораздо сложнее. Для получения проводимости p-типа требуется определение оптимальных легирующих элементов и способа их введения в состав ZnO. В качестве легирующих добавок обычно используют фосфор, азот и другие элементы пятой группы. Легирующая примесь должна не только давать необходимую величину и тип проводимости, но и не ухудшать излучательных характеристик и прозрачность кристаллов оксида цинка

Несмотря на достаточно большой объем экспериментальных работ, выполненных в области получения пленок и порошков ZnO, проблема целенаправленного формирования структур ZnO с необходимыми свойствами решена далеко не полностью.

В настоящей работе приведены результаты исследования структур оксида цинка, формируемых методом лазерной абляции цинковой мишени в дистиллированной воде под действием импульсного лазерного излучения. Исследованы состав, морфология, а также оптические свойства сформированных структур. Для абляции использовался Nd:YAG лазер (длина волны 1064 нм, энергия 50 мДж/импульс, частота повторения 10 Гц). Мишень закреплялась на дне стеклянного сосуда, заполненного дистиллированной водой. Лазерный луч фокусировался через 2 см слой жидкости в $0,4$ -миллиметровое пятно на поверхности мишени с максимальной плотностью энергии около 250 Дж/см².

Детали морфологической структуры полученных частиц ZnO иллюстрирует рис. 1, где представлены полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа изображения частиц. Микрофотографии частиц показывают группы, состоящие из отдельных почти сферических частиц. Средний диаметр частиц находится в диапазоне 10 - 20 нм.

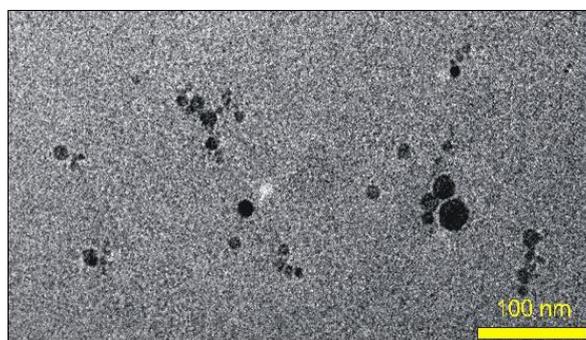


Рисунок1 – ПЭМ изображение наночастиц оксида цинка, полученных лазерной абляцией мишени из металлического цинка в дистиллированной воде

Спектр поглощения коллоидного раствора полученных наночастиц показан на рис. 2. Как видно из рисунка коллоидный раствор имеет широкую полосу поглощения в УФ области спектра с характерным для полупроводниковых материалов быстрым подъемом поглощения вблизи границы запрещенной зоны. Из спектра поглощения в координатах $(k \times hv)^2$, hv , где k – коэффициент поглощения и hv – энергия фотона, может быть оценена ширина запрещенной зоны полупроводниковых наночастиц. Соответствующая оценка дает значение ширины запрещенной зоны, приблизительно 3.1 эВ, меньшее, чем у массивного материала ($E_g = 3,37$ эВ согласно литературным данным [3, 4]). Это может быть вызвано как размерным эффектом, так и образованием дефектных уровней энергии вблизи дна зоны проводимости вследствие, например, нестехиометричности процесса абляции [5].

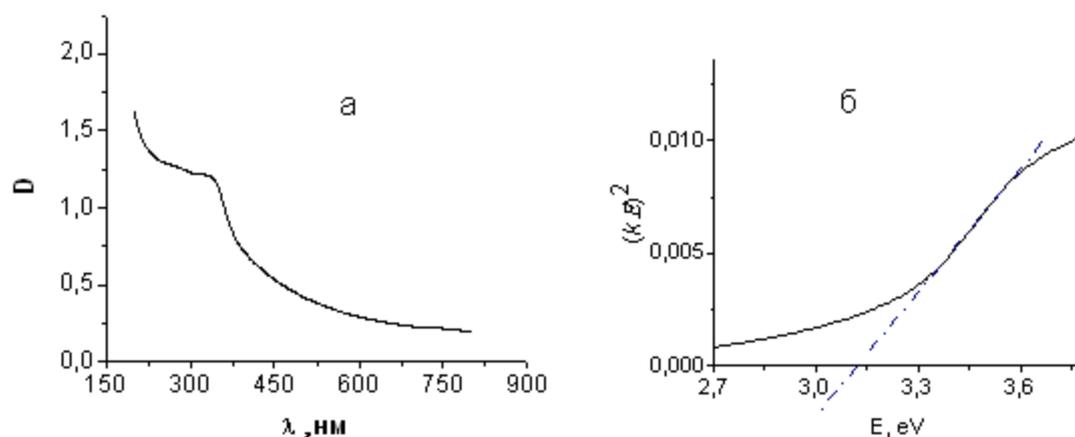


Рисунок 2 – Спектр поглощения коллоидного раствора оксида цинка, синтезированного при лазерной абляции металлического цинка (а) и зависимость величины $(kE)^2$ от энергии фотона E (б)

Результаты дифракционного рентгеноструктурного анализа синтезированного порошка выявили наличие четких рефлексов на рентгеновских дифрактограммах, что подтверждает кристаллическую структуру образцов. На дифрактограммах наблюдались пики, соответствующие гексагональному ZnO с параметрами решетки $a = 0,325$ nm и $c = 0,521$ nm, которые находятся в хорошем соответствии с данными картотеки JCPDS для ZnO. Используя формулу Шерера (т.е. $D = 0,89\lambda/(\Delta \cos \theta)$, где D – размер кристаллита, λ – длина волны рентгеновского излучения, θ – угол дифракции, Δ – ширина пика на полувысоте) определен размер кристаллитов оксида цинка усредненный по пикам в измеренном интервале углов (приблизительно 25 nm). Для промышленного порошка оксида цинка средний размер кристаллитов составлял около 500 nm.

Для выяснения возможности формирования N- и Ag-N легированных ZnO нанокристаллов с целью получения наноразмерных структур оксида цинка с дырочной проводимостью выполнены эксперименты по последовательной лазерной абляции Zn и Ag мишеней, погруженных в 0,001 M раствор нитрата аммония, с последующим облучением смеси коллоидов излучением второй гармоники алюмоиттриевого лазера. На рис. 3 приведены спектры поглощения полученных коллоидных растворов.

Как видно из рис. 3 в случае лазерной абляции Zn мишени в растворе нитрата аммония, имеется заметное уменьшение наклона спектральной поглощательной способности на краю фундаментальной полосы поглощения по сравнению с раствором, полученным при лазерной абляции цинка в воде. Это может указывать на формирование легированных структур оксида цинка. Ширина запрещенной зоны при этом смещается в область меньших энергий по сравнению с нелегированным ZnO ($E_g = 3,37$ eV). Требуется дальнейшие исследования состава и структуры полученных частиц.

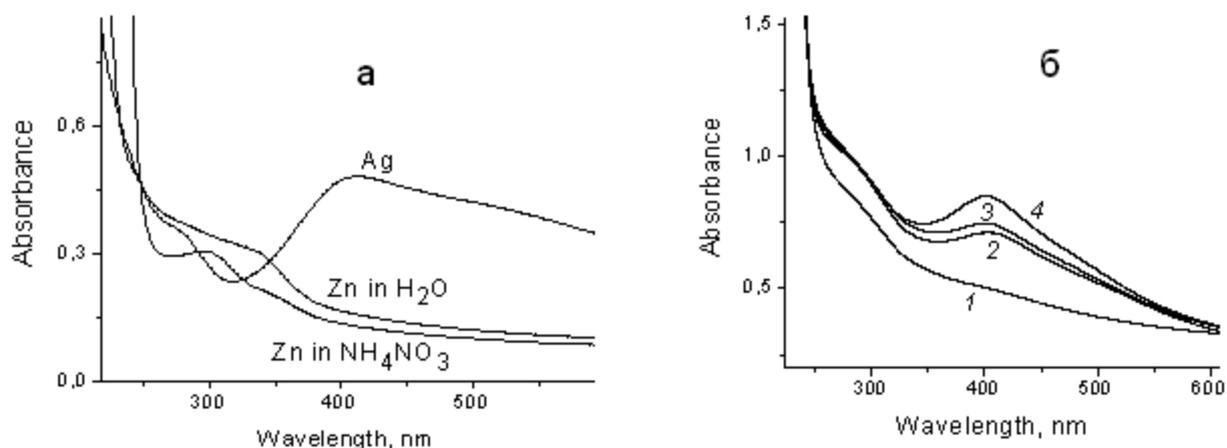


Рисунок 3 – Оптические спектры поглощения коллоидных растворов, полученных лазерной абляцией Ag и Zn мишеней в воде, а также Zn мишени в 0,01 М растворе NH₄NO₃ (а), (б) – спектры поглощения смеси растворов Ag и Zn (NH₄NO₃), взятых в соотношении 1:1 по объему: 1- исходная смесь, 2, 3, 4 после облучения второй гармоникой алюмоиттриевого лазера в течение 3, 6 и 10 мин, соответственно

Таким образом, метод лазерной абляции может успешно применяться для формирования нанокристаллов оксида цинка, состав, структуру, и оптические свойства которых можно изменять, варьируя экспериментальные условия.

Список литературы

1. Жерихин, А.Н., Худобенко, А.И., Вильямс, Р.Т. // Кв. электрон. – 2003. – Т. 33, № 1. – С. 975 – 980.
2. Wagner, R.S., Ellis, W.C. // Appl. Phys. Lett. – 1964. – V. 4. – P. 89.
3. Fan, Z., Lu, J.G. // J. of Nanoscience and Nanotechnology. – 2005 – V. 5. – P. 1561.
4. Pearton, S.J., Norton, D.P., Ip, K., Heo, Y.W., Steiner, T. // Prog. Mater. Sci. – 2005. – V. 50. – P. 293.
5. Rakhshani, A.E., Kokaj, J., Mathew, J., Peradep, B. // App. Phys. – 2007. – V. 86. – P. 377.

В.С. Бураков, А.В. Буцень, Е.А. Невар, М.И. Неделько, Н.В. Тарасенко – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, nedelko@imaph.bas-net.by.

УДК 535.391: 621.376

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов

ВЛИЯНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВОЙСТВА ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ СТАЛИ СТ-3

В последние годы лазеры используют для термоупрочнения большого числа промышленных изделий. Материаловеды обнаружили, что лазерная термическая обработка имеет ряд достоинств по сравнению с обычными методами. Целью данной работы является определение оптимальных режимов упрочнения стали Ст-3.

Постановка задачи. Проблема лазерной обработки материалов заключается в перенесении максимального количества энергии лазерного излучения в материал. Необходимо эффективное превращение энергии лазерного излучения в тепловую энергию. Количество поглощенной энергии зависит от отражательных свойств материала, от окисления поверхности, температуры и длины волны лазерного излучения. Поглощательная способность уменьшается с увеличением длины волны лазерного излучения, электрической проводимости и с уменьшением шероховатости поверхности.

Поэтому для термообработки лазером больше подходят сплавы на основе железа, чем золото, серебро, медь или алюминий. Процент отражения при низких температурах высок. При температуре плавления металл с высокой теплопроводностью поглощает намного больше энергии лазерного излучения, чем с низкой. Однако при плотности потока энергии сфокусированного излучения $10^5 - 10^6$ Вт/см² поглощающая способность металлов в твердом состоянии может достигать уровня керамики, которая поглощает практически всю энергию лазерного излучения. Перед выбором параметров процесса обработки необходимо выяснить, каким образом будет вести себя металл во время цикла закалки. Первый шаг направлен на аустенизацию низкотемпературной структуры. Цель этого превращения – получение гомогенного аустенита с максимальным содержанием растворенного углерода для получения однородного мартенсита большой твердости. Оценку температурного поля зоны теплового воздействия можно осуществить аналитически. Фотоны поглощаемого лазерного излучения взаимодействуют с электронами проводимости металла. Глубина проникновения фотонов излучения лазера в металл зависит от длины волны излучения и колеблется от 0,01 до 0,1 мкм. Электроны, возбужденные фотонами лазерного излучения, передают свою энергию атомам кристаллической решетки, в результате чего происходит нагрев тонкого слоя металла. Энергия лазерного излучения поглощается только очень тонким поверхностным слоем, в котором при нагревании формируется большой градиент температур. Затем происходит снижение этого градиента вследствие теплопроводности и распространения тепловой энергии вглубь заготовки. Таким образом, зона теплового воздействия больше глубины проникновения лазерного излучения, что требует обязательного учета законов теплопроводности при расчете распределения температурного поля.

Приведем основные независимые параметры процесса: полная энергия падающего лазерного излучения, размер пятна фокусировки лазерного луча, скорость перемещения лазерного луча. С учетом этих величин можно рассчитать плотность потока энергии падающего излучения и время действия его на материал. Параметрами обрабатываемого металла являются состояние поверхности (особенно коэффициент отражения лазерного излучения) и тепловые свойства, в частности, теплопроводность и температуропроводность. Зависимыми параметрами процесса считаются температура поверхности, градиент температур, изменение положения изотермы температурного поля. Эти параметры определяют структуру зоны теплового воздействия, глубину термоупрочнения и глубину зоны отпуска [1, 2]. Ввиду неоднородности температурных свойств материалов и ограниченной глубины диффузии углерода сложно обнаружить связь между распределением температур в приповерхностном слое и эффектом термоупрочнения. Металлургический механизм, сам по себе весьма сложный и зависящий от множества внешних условий и микроструктуры материала, не позволяет точно вычислить глубину образующейся термоупрочненной зоны. Однако для практического использования можно привести метод математической оценки связи между независимыми и зависимыми параметрами процесса. Дифференциальное уравнение теплопроводности в трехмерной системе координат имеет вид:

$$\nabla^2 T = (1/k)(\partial T / \partial t), \quad (1)$$

где T – разность между текущей температурой в приповерхностном слое и температурой начальной; t – время; k – температуропроводность. Это уравнение справедливо только для однородного изотропного твердого тела с k , не зависящим от температуры. Уравнение можно упростить при следующих условиях:

- тепловой поток падает вертикально на плоскую поверхность (одномерный процесс);
- толщина нагреваемого слоя мала по сравнению с размерами обрабатываемой заготовки (полубесконечное тело);

- материал однородный и изотропный, имеет постоянные тепловые свойства; внутренними тепловыми источниками пренебрегаем;

- плотность потока энергии воздействующего лазерного излучения постоянна по всему поперечному сечению луча и не зависит от времени и температуры обрабатываемого материала.

Зависимость изменения температуры от глубины и времени нагрева описывается выражением [3]:

$$T(Z, t) = (2aq_0 / K \sqrt{kt_c} \operatorname{ierfc}(Z / 2\sqrt{kt_c})) . \quad (2)$$

Та же зависимость в период охлаждения имеет вид

$$T(Z, t) = (2aq_0 / K \sqrt{k \left[\sqrt{t} \operatorname{ierfc}(z / 2\sqrt{kt}) - \sqrt{(t - t_c)} \operatorname{ierfc}(Z / 2\sqrt{k(t - t_c)}) \right]}), \quad (3)$$

где a – поглощательная способность материала; q_0 – средняя плотность потока падающего излучения (Вт/см²); K – теплопроводность (Вт/см оС); k – температуропроводность (см²/с); z – глубина нагрева (см); t_c – продолжительность нагревания (с); в равенстве (2) $t = t_c$; ierfc – интервал вероятности ошибки. Полагая $z = 0$, в равенстве (2) выражение для температуры поверхности можно записать в виде

$$T_0(t_0) = (2aq_0 / K) \sqrt{kt / \pi} . \quad (4)$$

Теоретически рассчитанная с помощью выражений (2) и (3) глубина закаленной зоны математически корректна только в случае реализации одномерного процесса. Практически же мы можем использовать рассчитанное значение глубины и для трехмерного процесса. Внимание следует уделить границе упрочненной зоны, где глубина области теплового воздействия стремится к нулю. Этот краевой эффект необходимо учитывать при расчете ширины упрочненной зоны.

Глубина зоны закалки находится в прямой зависимости от плотности потока воздействующего излучения. Тем не менее, глубина зоны закалки не может беспредельно увеличиваться с увеличением мощности лазерного излучения. При очень высоких плотностях потока металл нагревается выше температуры плавления.

Экспериментальная установка и экспериментальные результаты. В качестве источников излучения в экспериментах по упрочнению металлов использовались: рубиновый лазер ГОР-100М, работавший в режиме свободной генерации (длительность импульса – 1,2 мс, плотности потока воздействующего излучения от 10^4 до 10^6 Вт/см²) и излучатель ИЛТИ-405Б (длительность импульса – 20 нс, частота повторения импульсов 20 Гц, плотности потока излучения до 10^8 Вт/см²). После лазерной обработки поверхности исследовалась ее микротвердость в зависимости от плотности потока лазерного излучения. Для измерения микротвердости использовался измеритель ИТ 5160 с диапазоном измерений твердости от 80 до 850 НВ. В качестве исследуемого материала использовалась сталь Ст-3 с ферритно-перлитной структурой и начальной твердостью НВ = 170.

На рис. 1 представлен график зависимости твердости стали марки Ст-3 от плотности потока воздействующего лазерного излучения. Из рис.1 видно, что воздействие на образец лазерного излучения приводило к изменению твердости исследуемых образцов. При этом большое значение имел режим лазерного воздействия. Так, при облучении образцов излучением ГОР-100М твёрдость увеличивалась (у Ст-3 примерно на 50 %). Это объясняется термическим упрочнением металлов, основанным на локальном нагреве участка поверхности под воздействием излучения и последующим охлаждением этого поверхностного участка со сверхкритической скоростью в результате высокого теплоотвода во внутренние слои металла. Таким образом, для Ст-3 лазерное термоупрочнение длинными импульсами заключается в формировании на этапе нагрева аустенитной структуры с её последующим превращением в мартенсит на этапе охлаждения.

При облучении образцов короткими импульсами ИЛТИ-405 лазерное излучение играло иную роль в реструктуризации обрабатываемой поверхности. Наблюдались локальная закалка и местный наклёп. Образование дефектов в этом случае обусловлено высокими скоростями охлаждения и возникновением значительного давления при испарении металлов. В основе воздействия лежит образование мощной ударной волны, причём давление в ней настолько велико, что волна разгрузки вблизи поверхности мишени приводит к тепловому плавлению, испарению и выбросу материала, т.е. наблюдается преимущественно механический характер воздействия, который не приводит к росту твёрдости исследуемых образцов.

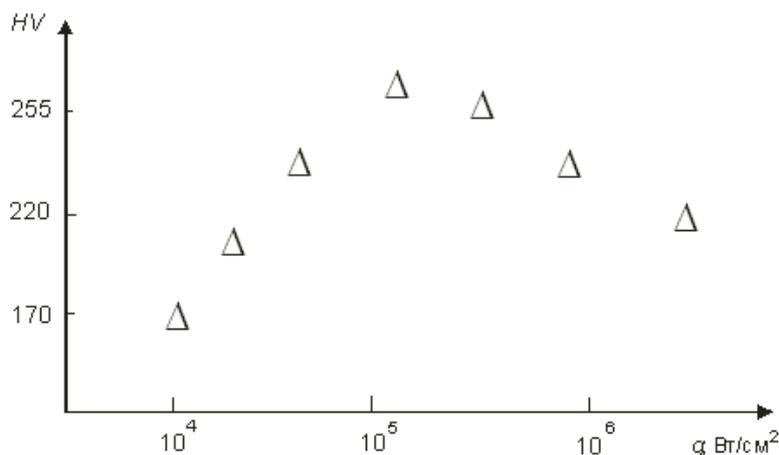


Рисунок 1 – Изменение твердости стали в зависимости от плотности потока воздействующего лазерного излучения

Будем считать, что процесс диффузии при лазерной аустенизации протекает следующим образом. При достижении $T_{н.аус}$ (температура начала аустенизации) зарождение аустенита идет на границе карбит – феррит термофлуктуационным образом. Дальнейший нагрев приводит к движению диффузионного фронта в глубь каждого феррита и к растворению карбидных включений. Однако из-за больших градиентов температуры при лазерном воздействии в поверхностных слоях γ_1 не успевает еще достигнуть середины ферритной пластины и столкнуться с подобным ему фронтом γ_2 , а температура феррита уже достигает ≈ 910 °С, когда возможно структурное $\alpha \rightarrow \gamma$ превращение в чистом железе. Эксперимент показывает возможность образования обедненного углеродом аустенита с массовых долей $\sim 0,05$ %. В дальнейшем, при смыкании диффузионных фронтов и температурах выше $T_{н.аус}$, определяемой режимом лазерного воздействия для данной марки стали, продолжается диффузионное перераспределение углерода в рамках сосуществующих фаз.

Таким образом, для рассматриваемой стали лазерную закалку следует проводить в узком интервале режимов обработки, обеспечивающих образование мартенсита с достаточным содержанием углерода. Данные условия обеспечиваются при лазерной закалке без оплавления либо с минимальным оплавлением.

Список литературы

1. Гурьев, В.А., Тескер, Е.И., Казак, Ф.В. Физика и химия обработки материалов. – 1999. – № 4. – С. 10 – 15.
2. Paustovsky, A.V., Shelud'ko, V.E. // Functional Materials. – 1999. – V. 6, № 5. – P. 964 – 976.
3. Любов, Б.Я. – М.: Наука, 1981. – 510 с.

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов – Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, ion_ne@mail.ru.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МЕТАЛЛАХ

Целью данной работы является исследование влияния электрических полей различной напряженности (от 0 до 10^6 В/м) на пространственную и временную эволюцию лазерной плазмы, возникающей при воздействии миллисекундных лазерных импульсов на поверхности металлов (медь, алюминий, олово, свинец) и установление закономерностей формирования рельефа поверхности облучаемых образцов.

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1,2$ мс), пройдя через фокусирующую систему, направлялось через отверстие в электроде на образец, который сам являлся вторым электродом. Энергия лазерных импульсов E_0 варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж. Напряжение на электроды подавалось от источника, созданного на базе умножителя напряжения УН 9/27-13 блока ТВС-110. Источник позволял изменять напряжение в пределах до 25 кВ и при этом поддерживать его стабильным во время проведения эксперимента. Для изучения пространственной и временной эволюции лазерного факела в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голографической кино съемки. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полю объекта ≈ 50 мкм. Для исследования формы поверхности образовавшегося на пластине кратера использовался метод проекции полос.

Экспериментальные исследования показали, что при любой полярности приложенного напряжения (на облучаемый образец подавался как положительный, так и отрицательный потенциал) топография кратера практически идентична и определяется распределением энергии по пятну фокусировки лазерного излучения. Исследования показали, что несмотря на то, что распределение энергии по пятну фокусировки ЛИ неравномерно, линии равной концентрации электронов имеют практически гладкий вид, что свидетельствует об относительно однородной ионизации паров эродированного вещества. Существенно, что, несмотря на значительное увеличение во времени объема плазменного образования, средняя плотность электронов в факеле остается практически неизменной и даже несколько увеличивается. Отметим, что наличие внешнего электрического поля слабо влияет на концентрацию электронов в лазерном факеле. При расстоянии между электродами 2 см максимальный поперечный размер пароплазменного облака на поверхности электрода 3 составлял 2 см при отрицательном напряжении на мишени, 1,7 см без внешнего электрического поля и 1,5 см при положительном напряжении на мишени. Достигнув второго электрода через 56, 64 и 72 мкс соответственно, пароплазменное облако практически не увеличивается в своих поперечных размерах. Возможно, это связано с вытеканием плазмы из межэлектродного промежутка через отверстие в электроде, которое используется для прохождения лазерного излучения к мишени (диаметр отверстия 1 см). Показано также, что вплоть до достижения плазменным фронтом электрода его скорость не только не уменьшается (что характерно для поздних стадий существования лазерного факела), но увеличивается, причем как при наличии внешнего электрического поля любой ориентации, так и в его отсутствие. Это связано с постоянным и значительным увеличением массы вынесенного вещества под действием ЛИ на облучаемый образец, а также со вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Максимальные скорости разлета плазменного факела составили 350 м/с при

отрицательном напряжении на мишени, 310 м/с без внешнего электрического поля и 270 м/с при положительном напряжении на мишени.

При подаче как положительного, так и отрицательного потенциала на образец на его поверхности после лазерного воздействия наблюдается множество мелких капель. В частности, при энергии ЛИ $E = 20$ Дж, диаметре пятна фокусировки излучения $D = 2$ мм и напряженности электрического поля 10^6 В/см наблюдался вынос капель со средним характерным размером менее 0,1 мм на расстояние от 0 до 2 см от центра лунки. Максимальный характерный размер капель равнялся $\sim 0,4$ мм. При отсутствии внешнего электрического поля средний размер капель составлял $\sim 0,4$ мм. Капли были заметны на расстоянии до ~ 1 см от центра лунки.

В соответствии с приведенными выше результатами динамика процессов, происходящих на поверхности образца, помещенного во внешнее электрическое поле с напряженностью от 0 до 10^6 В/м и подвергающегося воздействию импульсного ЛИ с указанными выше параметрами, представляется следующей. Первичное плазмообразование и начальные стадии развития лазерного факела принципиально не отличаются от наблюдаемых в отсутствие внешнего электрического поля. Металл плавится и испаряется. За счет локального паро- и плазмообразования [1 – 3] начинается формирование эрозионного факела с мелкодисперсной жидко-капельной фазой. Разумеется, наличие внешнего электрического поля влияет (увеличивает или уменьшает в зависимости от направления вектора напряженности поля) скорость перемещения плазменного фронта и несколько искажает форму плазменного облака, но эти отличия не являются качественными. Существенно, что указанные отличия (при рассматриваемых параметрах ЛИ) наблюдаются только на начальной стадии развития лазерного факела, поскольку после достижения пароплазменным облаком электрода происходит электрический пробой (короткое замыкание) и внешнее поле в межэлектродном промежутке исчезает.

Рассмотрим теперь движение капель расплавленного металла в пароплазменном облаке. Значительная разница характерных размеров капель, наблюдаемых на поверхности облученного образца в присутствии внешнего электрического поля (независимо от направления вектора напряженности поля) и в его отсутствие, на наш взгляд, свидетельствует о следующем механизме формирования капель. Известно, что на поверхности жидкости (в т. ч. и жидкого металла) под действием разнообразных возмущений могут формироваться гравитационно-капиллярные волны. К таким возмущениям, безусловно, можно отнести и пространственно-неоднородное испарение вещества мишени вследствие ее неравномерного нагрева из-за неравномерного распределения энергии по пятну фокусировки ЛИ [4], и неравномерное первичное плазмообразование, обусловленное шероховатостью поверхности облучаемого образца [1], и, в первую очередь, выплескивание расплавленного металла, инициируемое каждым пичком воздействующего на облучаемый образец ЛИ [5].

Можно показать, что при незначительной толщине слоя расплавленного металла (о чем свидетельствует вид «внешней» (наплавленной) зоны кратера и, в частности, отсутствие буртиков значительной высоты на границе лунки) уравнение дисперсии для гравитационно-капиллярных волн имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + g k - \frac{k E_0 E'}{4 \pi \rho \xi} \Big|_{z=0},$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, ρ – плотность жидкого металла, g – ускорение свободного падения, k – модуль волнового вектора гравитационно-капиллярной

волны, E_0 – напряженность электрического поля на поверхности расплавленного металла $z = 0$ (ось z направлена перпендикулярно облучаемому образцу в сторону источника ЛИ, $\vec{E}_0 \parallel \vec{z}_0$), $E' = -\partial\varphi'/\partial z$ – возмущение электрического поля в пространстве, окружающем расплавленный металл, ξ' – малое смещение поверхности жидкости в направлении оси z в гравитационно-капиллярной волне.

Поскольку для однородного поля E_0 потенциал $\varphi = -E_0 \cdot z$ (потенциал на поверхности металла считаем равным 0), смещение указанной поверхности на малую величину ξ' приводит к малому искажению потенциала:

$$\varphi' \Big|_{z=0} = E_0 \cdot \xi' . \quad (1)$$

В нашем случае максимальная концентрация электронов в плазменном образовании не превышает $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды ε на $\sim 10^{-5}$. Следовательно, у поверхности металла $\varepsilon \cong 1$, и с учетом граничного условия (1):

$$\varphi' = E_0 \xi' e^{-kz} .$$

В этом случае уравнение дисперсии гравитационно-капиллярных волн принимает вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + gk - \frac{k^2 E_0^2}{4\pi\varphi} .$$

Поскольку частота гравитационно-капиллярных волн ω определяется временными характеристиками вышеупомянутых возмущений и, следовательно, не зависит от напряженности электрического поля E_0 , при увеличении модуля E_0 (независимо от направления вектора \vec{E}_0) модуль волнового вектора $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$ должен возрастать, а длина гравитационно-капиллярной волны

Λ – уменьшаться. Если предположить, что капли «срываются» потоком плазмы с «вершин» гравитационно-капиллярной волны и, следовательно, их характерный размер пропорционален Λ , становится понятным, почему при наличии внешнего электрического поля (при любом его направлении) наблюдавшийся экспериментально средний размер капель существенно уменьшался. Вылетевшие капли имеют заряд того же знака, что и облучаемый образец. Поэтому капли начинают двигаться с ускорением ко второму электроду. Однако с учетом того, что максимальная начальная скорость вылета капель для аналогичных условий воздействия [4] составляет $\sim 45 \text{ м/с}$, т.е. на порядок меньше скорости разлета пароплазменного облака, к моменту пробоя межэлектродного промежутка капли не успевают достичь электрода 3. В дальнейшем (в отсутствие внешнего электрического поля) капли двигаются под действием тех же сил, что и в работе [4], и поэтому так же, как в работе [4]. При этом, набрав на стадии ускоренного движения в электрическом поле скорость, превышающую начальную, капли могут пролететь вдоль поверхности облучаемого образца большее расстояние, нежели без приложения электрического поля, что и наблюдается в ходе эксперимента. Кроме того, улетев от поверхности образца на большее расстояние и, следовательно, находясь до возвращения на указанную поверхность под воздействием плазмы в течение большего времени, они могут дробиться в большей степени, чем в отсутствие внешнего поля.

При изменении напряженности внешнего электрического поля от -10^6 до 10^6 В/м в ходе воздействия лазерного излучения умеренной интенсивности (средняя плотность потока $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$)

на поверхность ряда металлов (Cu, Al, Sn, Pb) изменение эволюции плазменного факела на ранних стадиях носит количественный, но не качественный характер. В то же время характерные размеры капель вещества мишени, вынесенных из облученной зоны, существенно (в несколько раз) уменьшаются при повышении модуля вектора напряженности внешнего электрического поля независимо от направления данного вектора.

Список литературы

1. Ельяшевич, М.А., Минько, Л.Я., Романов, Г.С., Станкевич, Ю.А., Чивель, Ю.А., Чумаков, А.Н. Известия АН СССР. Сер. физ. 49, 1132 (1985).
2. Гончаров, В.К., Концевой, В.Л., Пузырев, М.В. ИФЖ. 66, 662 (1994).
3. Гончаров, В.К. Концевой, В.Л., Пузырев, М.В. Квантовая электроника. 22, 249 (1995).
4. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. Квантовая электроника. 22, 830 (1995).
5. Босак, Н.А., Васильев, С.В., Иванов, А.Ю., Минько, Л.Я., Недолугов, В.И., Чумаков, А.Н. Квантовая электроника. 27, 69 (1999).

С.В. Васильев, А.Ю. Иванов – Гродненский государственный университет им. Я. Купалы, s.vasilijev@grsu.by.

УДК 535.317:532.527

Б.Б. Виленчиц, М.М. Кугейко, В.К. Попов

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА РАНКА-ХИЛША МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕФРАКТОМЕТРИИ

Вихревой эффект Ранка-Хилша представляет собой сложный газодинамический процесс и обуславливает перераспределение температуры в поперечном сечении неизотермического закрученного турбулентного потока вязкого сжимаемого газа, что затрудняет его аналитическое описание. Устройство, в котором реализуется такой эффект, называется трубой Ранка-Хилша или вихревой трубой [1, с. 7]. Термодинамические свойства вихревого эффекта широко используются в различных технических устройствах [1, с. 49]. Однако, если учесть, что показатель преломления газа приближенно прямо пропорционален давлению и обратно пропорционален температуре, то вихревой поток, реализующийся в вихревой трубе, с осесимметричными полями температуры и давления, имеющими высокие радиальные градиенты [1, с. 20], может быть использован для разработки средств генерации, управления, диагностики и передачи лазерного излучения [2, с. 49]. Это и предопределяет изучение термооптических характеристик вихревого эффекта.

Известно несколько конструкций вихревых труб [1, с. 8]. В наших экспериментах использовались модифицированные конструкции двухстороннего варианта прямоточной вихревой трубы [1, с. 179].

Исследования термооптических характеристик вихревой системы осуществлялись в трех режимах: в момент подачи в нее воздуха (1-й нестационарный режим), при стационарном режиме подачи и в момент отключения подачи воздуха (2-й нестационарный режим)

На рис. 1 приведены зависимости фокусного расстояния (при стационарном режиме подачи воздуха в вихревую трубу) от длины вихревой зоны (при давлении газа на входе $1,5 \text{ кг/см}^2$) для трех размеров кольцевых шайб дросселя, посредством которых менялось гидравлическое сопротивление и, тем самым, соотношение расходов потоков горячего и холодного воздуха.

На рис. 2 – 4 показаны распределения интенсивности и их денситограммы в поперечном сечении светового пучка для трех упомянутых режимов его формирования газодинамической системой. Для всех режимов длина вихревой зоны l_v лежит в пределах 4 – 5 калибров.

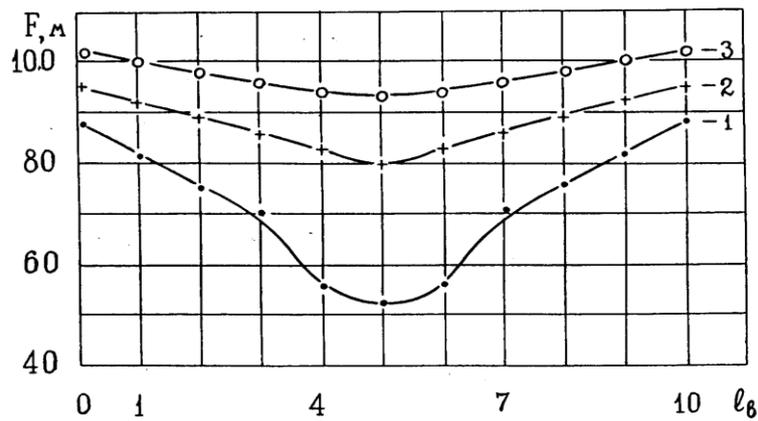
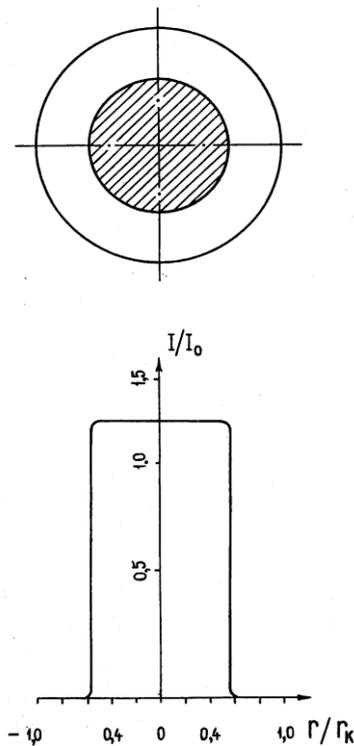


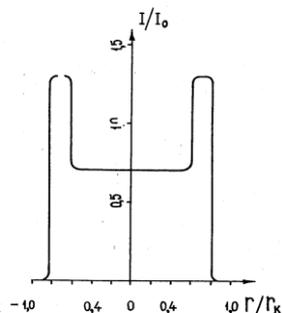
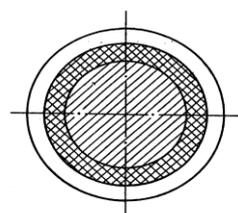
Рисунок 1 – Зависимость фокусного расстояния газовой линзы от длины вихревой зоны. Стационарный режим при диаметрах кольцевых шайб дросселя 1 – 127мм; 2 – 120мм; 3 – 112мм



Первый нестационарный режим

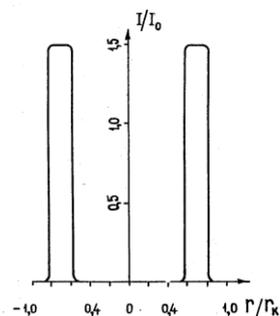
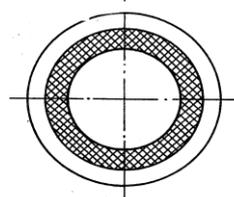
Рисунок 2 – Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка

В момент пуска вихревой трубы наблюдалась фокусировка светового потока с равномерным распределением интенсивности по сечению светового пятна (рис. 2). Время наблюдаемого эффекта составляло 7 – 8 с. В период стационарного режима работы этой же вихревой трубы наблюдалось перераспределение интенсивности по сечению светового пятна и формирование светового пучка с провалом интенсивности, когда периферийное кольцо имеет большую интенсивность, чем центральная часть пятна. Меняя режим работы вихревой трубы, можно регулировать величину интенсивности центральной части пятна (рис. 3). Отключив подачу воздуха в вихревую трубу, получаем устойчивое распределение интенсивности светового пятна, когда все лучи пучка резко концентрируются в периферийном кольце (рис. 4). Время существования наблюдаемого эффекта продолжалось в течение 45 – 90 с.



Стационарный режим

Рисунок 3 – Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка



Второй нестационарный режим

Рисунок 4 – Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка

Во всех приведенных экспериментах максимальная интенсивность периферийного светового кольца наблюдалась в пределах $r/r_k = 0,55 - 0,85$ (где r_k – внутренний радиус перемещаемой трубы), что соответствует границе раздела свободного и вынужденного вихрей. Появление этой границы раздела происходит в момент перестройки свободного вихря (для которого характерен закон потенциального течения) в вынужденный вихрь (для которого характерен закон вращения твердого тела). В результате перестройки вихря возникает центробежный поток кинетической энергии и центростремительный поток тепла, обусловленные разностью статических температур.

Если учесть зависимость показатель преломления газа от давления и температуры и рассмотреть по отдельности две вихревые зоны, то можно предположить для момента отключения подачи воздуха в вихревую трубу следующее: для периферийной высокотемпературной зоны высокого давления – фактор давления преобладает над температурой – наблюдаем фокусировку на периферии; для осевой низкотемпературной зоны низкого давления – фактор температуры преобладает над давлением – наблюдаем расфокусировку в центре. Тогда максимум интенсивности световых лучей наблюдается в периферийном кольце (рис. 4).

Для стационарного режима работы вихревой трубы, как и для момента отключения подачи в нее воздуха, наблюдаем фокусировку пучка на периферии, а соотношения между давлением и температурой для периферийной высокотемпературной зоны высокого давления остаются прежними. Однако в осевой (центральной) зоне происходит одновременно фокусировка и дефокусировка (фактор давления соизмерим с температурным). Поэтому можно регулировать величину интенсивности центральной части пятна посредством дросселя (рис. 3).

В момент пуска вихревой трубы еще не происходит формирования и разделение свободного и вынужденного вихрей с четкой границей раздела между ними и плотность воздушного потока в осевой зоне будет выше, чем в периферийной зоне. В этом случае наблюдаем фокусировку светового потока с равномерным распределением интенсивности по сечению светового пятна (рис. 2).

Результаты проведенных исследований свидетельствуют об оригинальных возможностях, обеспечиваемых термооптическими характеристиками вихревых систем. Вихревые системы могут быть пригодны для формирования разных профилей интенсивности (с провалом в центре, кольцевых) световых пучков диаметрами от 0,003 до 0,056 м. Системы могут фокусировать и дефокусировать

пучки излучения упомянутых размеров в широком спектральном диапазоне (от УФ до ИК) в широком интервале фокусных расстояний: 0,3 – 800 м.

Список литературы

1. Меркулов, А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. – М.: Машиностроение, 1969.
2. Виленциц, Б.Б., Антипов, В.В. Газоградиентно-рефрактивные методы и системы генерации, управления, диагностики и передачи лазерного излучения: БелНИИНТМ. – Минск, 1991.

Б.Б. Виленциц, В.К. Попов – Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко БГУ, vkr@bk.ru.
М.М. Кугейко – Белорусский государственный университет, kugeiko@bsu.by.

УДК 535.555

И.В. Вощула, В.А. Длугунович, А.Ю. Жумарь

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДВУНАПРАВЛЕННОГО КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ТЕРМОРЕГУЛИРУЮЩИХ ПОКРЫТИЙ, ОСВЕЩАЕМЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Одним из основных факторов, определяющих надежность и долговечность работы космического аппарата (КА), является стабильность его теплового режима, так как современная оптико-радиоэлектронная аппаратура КА работает в определенном температурном диапазоне. Поэтому в конструкциях аэрокосмической техники широко используются терморегулирующие покрытия и теплозащитные материалы (лакокрасочные покрытия, ткани, керамика, полимерные композитные материалы и т. д.), применение которых позволяет установить баланс между выделением тепла внутри КА, энергией, поглощаемой из космоса, и энергией, переизлучаемой между элементами КА и в космическое пространство [1]. Для расчетов радиационного теплообмена КА требуются данные как по отражательным и излучательным характеристикам терморегулирующих покрытий [1], так и по пространственному распределению двунаправленного коэффициента отражения [2] терморегулирующих покрытий и теплозащитных материалов, а также по поляризационным характеристикам отраженного ими излучения [3, 4]. Кроме того, сведения о двунаправленном отражении поляризованного излучения конструкционными материалами и покрытиями требуются при разработке и создании поляризационно-чувствительных систем дистанционного зондирования и распознавания объектов, в том числе и аэрокосмических [5].

В работе исследованы закономерности отражения поляризованного излучения He-Ne лазера серебристой (ВЭ-30), белыми (АК-573, КО-5191, ТП-15М) и черными (АК-512, АК-243) эмалями, нанесенными на алюминий, а также полимерными композитными материалами (фенольным пластиком, окрашенным зеленой краской, и углепластиком КМУ-4 без покрытия) при угле падения $\theta_i = -5^\circ$ и угле регистрации θ_r , изменяющемся от 5° до 80° .

Измерения выполнялись на гониофотометрическом стокс-поляриметре, который был собран по одноканальной схеме с вращающейся фазовой пластинкой $\lambda/4$ и неподвижным анализатором [6]. Зондирующее лазерное излучение было поляризовано в плоскости падения, либо в ортогональной ей плоскости. Телесный угол регистрирующей системы $\Delta\omega$ составлял $7,2 \cdot 10^{-3}$ ср. Измерялись интенсивность I_0 лазерного излучения, падающего на образец, а также интенсивность I_r и нормированные параметры Стокса $\{1, p_1, p_2, p_3\}$ излучения, отраженного исследуемыми материалами. Это позволило определить степень $P(\theta_r)$ и азимут $\varphi(\theta_r)$ поляризации отраженного излучения [7, с. 36]:

$$P(\theta_r) = \sqrt{p_1^2(\theta_r) + (\theta_r)p_2^2 + p_3^2(\theta_r)}, \quad \text{tg}2\varphi(\theta_r) = p_2(\theta_r)/p_1(\theta_r), \quad (1)$$

а также функцию распределения двунаправленного коэффициента отражения $f(\theta_r)$ исследованных материалов в зависимости от угла регистрации θ_r [8, с.5, 9, с. 65]:

$$f(\theta_r) = \frac{I_r(\theta_r)}{I_0 \Delta\omega \cos\theta_r} \quad [\text{ср}^{-1}]. \quad (2)$$

Установлено, что поверхности белых эмалей АК-573 и КО-5191 являются глянцевыми, т.к. излучение, отраженное ими в зеркальном направлении, характеризуется достаточно высокими значениями степени поляризации ($0,42 \pm 0,03$ и $0,11 \pm 0,03$ соответственно). При освещении указанных покрытий излучением, поляризованным в плоскости падения, наблюдается увеличение степени поляризации излучения, отраженного ими в диапазоне углов θ_r от 45° до 80° . Это вызвано тем, что излучение, рассеянное в объеме материала и деполаризованное на его подповерхностных неоднородностях, выходя наружу через такую глянцевую поверхность под углами $\theta_r > 40^\circ$ повторно поляризуется благодаря различию френелевских коэффициентов пропускания микрограней шероховатостей и становится преимущественно поляризованным в плоскости падения.

Данное заключение подтверждается результатами измерения зависимости угла поворота плоскости поляризации $\Delta\varphi$ излучения, рассеянного исследованными материалами при азимуте поляризации падающего излучения 45° , от угла регистрации θ_r . Угол $\Delta\varphi$ определялся как разность между азимутом поляризации поляризованной составляющей излучения, отраженного исследуемыми материалами $\varphi_{\text{отр}}$ и азимутом поляризации падающего излучения $\varphi_{\text{пад}} = 45^\circ$ ($\Delta\varphi = \varphi_{\text{отр}} - 45^\circ$). Различие френелевских коэффициентов отражения (либо пропускания) гладкой микрограницы шероховатой поверхности материала приводит к тому, что с увеличением θ_r при отражении от поверхности микрограней значения $\Delta\varphi$ поляризованной компоненты рассеянного излучения возрастают, а при выходе наружу через глянцевую поверхность деполаризованного в объеме материала излучения значения $\Delta\varphi$ образующейся поляризованной компоненты отраженного излучения убывают. Установлено, что в поляризованной компоненте излучения, отраженного в диапазоне углов θ_r от 5° до 70° белой эмалью ТП-15М, доминирует излучение, рассеянное на поверхности материала (рис. 1). Поляризованная составляющая излучения, отраженного белыми покрытиями АК-573 и КО-5191 под углами $\theta_r > 40^\circ$, сформирована преимущественно в результате повторной поляризации рассеянного в объеме материала деполаризованного излучения, выходящего наружу через глянцевую поверхность (рис. 1). Поляризованные компоненты излучения, отраженного в этих же условиях остальными исследованными материалами, также имеют поверхностную природу.

В последнее время при анализе результатов дистанционного зондирования и распознавания объектов для описания рассеяния поляризованной и деполаризованной компонент отраженного излучения широко используется двухкомпонентная модель, в которой поверхность материала представляется в виде совокупности статистически распределенных по ориентациям микроплощадок, каждая из которых отражает по законам лучевой оптики [9, с. 93].

В данной модели выражение для $f(\theta_r)$ исследуемых материалов записывается в виде:

$$f(\theta_i, \theta_r) = \frac{R_F(\beta)}{4 \cos\theta_i \cos\theta_r} p(\theta_N) \text{SO}(\tau, \Omega) + \rho_D + \frac{2\rho_V}{\cos\theta_i + \cos\theta_r}, \quad (3)$$

где $R_F(\beta)$ – френелевские коэффициенты отражения микроплощадки; β – угол между нормалью к микроплощадке и падающим (зеркально отраженным) лучом; $p(\theta_N)$ – функция вероятности распределения нормалей к микроплощадкам, имеющая размерность ср^{-1} ; θ_N – угол между нормалью к поверхности и нормалью к микроплощадке; $\text{SO}(\tau, \Omega)$ – функция, учитывающая затенение

микроплощадками падающего излучения или экранирование ими рассеянного излучения; ρ_D и ρ_V – параметры, имеющие размерность ср^{-1} и описывающие ламбертовское поверхностное и неламбертовское многократное объемное рассеяние на подповерхностных неоднородностях материала соответственно. Первое слагаемое в выражении (3) описывает рассеяние на поверхности материала поляризованной компоненты $f_{\text{pol}}(\theta_r)$, а второе и третье слагаемое – поверхностное и объемное рассеяние деполаризованной компоненты $f_{\text{dep}}(\theta_r)$ отраженного излучения.

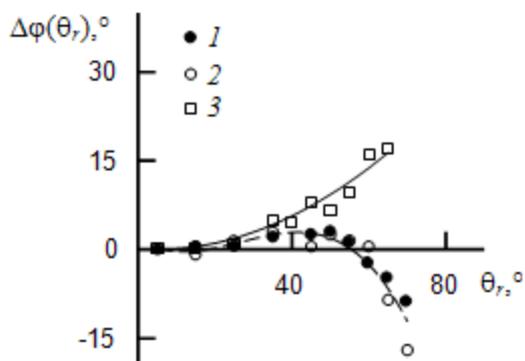


Рисунок 1 – Поворот плоскости поляризации излучения, рассеянного белыми эмалями АК-573 (1), КО-5191 (2) и ТП-15М (3) в зависимости от угла регистрации

Определив в соответствии с (2) зависимость $f(\theta_r)$ исследованных образцов от угла регистрации θ_r и используя результаты измерения степени поляризации отраженного ими излучения, были установлены зависимости $f_{\text{pol}}(\theta_r)$ и $f_{\text{dep}}(\theta_r)$ исследуемых материалов. Используя данные зависимости и выражение (3), методом наименьших квадратов определены параметры, входящие в выражение (3), характеризующие исследованные материалы. Знание указанных параметров позволяет определить $f(\theta_r)$ исследуемых материалов при любой геометрии освещения и наблюдения в условиях облучения их как линейно поляризованным, так и неполяризованным излучением. Результаты определения $f(\theta_r)$ исследованных образцов, освещаемых неполяризованным излучением, представлены на рис. 2.

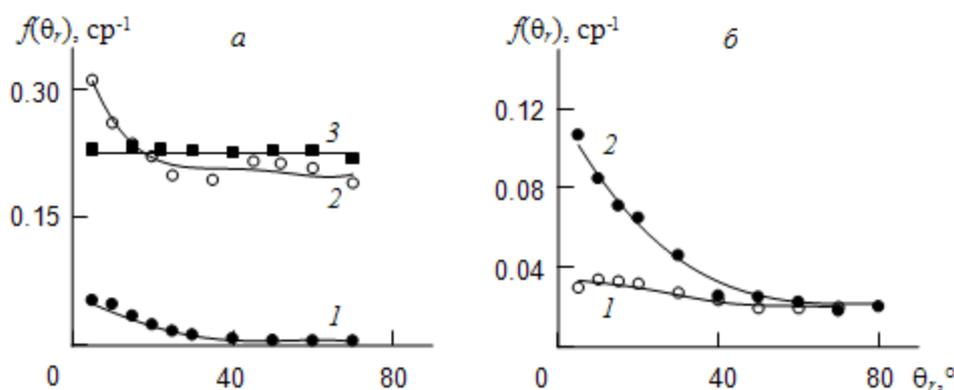


Рисунок 2 – Изменение функции распределения двунаправленного коэффициента отражения черной АК-512 (а, 1) и белых АК-573 (а, 2), КО-5191 (а, 3) эмалей, а также зеленой краски (б, 1) и углеродистика (б, 2), при освещении их неполяризованным излучением: точки – измерения; кривые – расчет

Экспериментально показано, что поляризованная составляющая излучения, отраженного белыми покрытиями АК-573 и КО-5191 под углами $\theta_r > 40^\circ$, сформирована преимущественно в результате повторной поляризации выходящего через поверхность рассеянного в объеме материала деполаризованного излучения. Определены параметры материалов, знание которых позволяет

рассчитать функцию распределения двунаправленного коэффициента отражения образцов при любой геометрии освещения и наблюдения в условиях освещения как линейно поляризованным, так и неполяризованным излучением.

Список литературы

1. Khatipov, S.A. Complex investigations of new thermal control coatings // Proc. Advanced Maui Optical and Space Surveillance Techn. Conf. – 2006. – P. E77 – E86.
2. Cunnington, G.R., Lee, S.-C. Bidirectional reflectance measurements of spacecraft thermal control materials // Proc. 8th AIAA/ASME Joint Thermophys. and Heat Transf. Conf. – 2002. – P. 2002 – 3326.
3. Эдвардс, Д.К., Бивенс, Дж.Т. Влияние поляризации на теплообмен излучением космического корабля // Ракетная техника и космонавтика. – 1965. – Т. 3, № 7. – С. 139 — 148.
4. Lo, C., Palmer, B.J., Drost, M.K., Welty, J.R. Incorporation of polarization effects in Monte Carlo simulations of radiative heat transfer // Numerical Heat Transfer, Pt. A: Applications. – 1995. – V. 27, № 2. – P. 129 – 142.
5. Xu, S., Xu, L., Chen, Y. Space targets detecting oriented method of materials differentiating // Advanced Materials Research. – 2011. – V. 187. – P. 637 – 640.
6. Длугунович, В.А., Снопко, В.Н., Царюк, О.В. Лазерный гониофотометрический стокс-поляриметр // ЖПС. – 1999. – Т. 66, № 6. – С. 869 – 874.
7. Снопко, В.Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения. – Минск.: Наука и техника, 1992.
8. Nicodemus, F.E., Richmond, J.C., Hsia, J.J., Ginsberg, I.W., Limperis, T. Geometrical considerations and nomenclature for reflectance. – Washington, D.C., National Bureau of Standards, 1977.
9. Schott, J.R. Fundamentals of Polarimetric Remote Sensing. SPIE Tutorial Texts in Optical Engineering TT81, 2009.

И.В. Вошула, В.А. Длугунович, А.Ю. Жумарь – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, v.dlugunovich@dragon.bas-net.by.

УДК 621.375(075.8)

В.А. Горобец, В.В. Кабанов, В.П. Кабашников, Б.Ф. Кунцевич, Н.С. Метельская, В.О. Петухов, И.Н. Пучковский, Д.В. Шабров

ВСЕПОГОДНАЯ СИСТЕМА ВИДЕНИЯ ДЛЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ С НАШЛЕМНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИЕЙ

Для безопасного вождения различных типов транспортных средств (автомобильных, речных и др.) и снижения вероятности возникновения аварийных ситуаций в условиях ограниченной прозрачности атмосферы (ОПА) (туман, пыль, загазованность, дождь, снег и т.д.) необходимо обеспечить перед ними гарантированный обзор пути. Например, включение дальнего света при движении в тумане является «вредным», поскольку создает впечатление «движения в молоке» и лишает водителя ориентировки в пространстве. В связи с этим является актуальной разработка систем для безопасного вождения транспортных средств в условиях ОПА.

В работах [1 – 3] приведены результаты выполненных в Институте физики НАН Беларуси разработок активно-импульсных систем видения (АИСВ) в основном для автомобильного транспорта в условиях ОПА. Кратко принцип действия АИСВ сводится к следующему. Объект наблюдения (участок дороги) освещается короткими световыми импульсами, длительность которых значительно меньше времени распространения света до объекта и обратно. Приемная оптико-электронная система, снабженная быстродействующим затвором, открывается в такт с посылкой световых импульсов на определенный короткий интервал времени. В том случае, когда временная задержка $\Delta t_{\text{зад}}$ между моментом излучения импульса подсветки и моментом открывания затвора равна времени, необходимому для прохождения светом расстояния до объекта и обратно, наблюдатель будет видеть только сам объект и слой пространства, непосредственно его окружающий. Иногда этот метод называют методом стробирования по дальности.

Настоящая работа посвящена разработке АИСВ для летательных аппаратов, в том числе вертолетов. Рассматриваются некоторые характерные особенности работы таких систем.

Разработанная АИСВ состоит из наглемного блока визуализации (рисунок 1), содержащего наглемный приемный электронно-оптический блок и малогабаритный наглемный монитор, и лазерного прожектора, выполненного в виде панели лазерных диодов, снабженных соответствующими объективами и электронными драйверами. Осветитель может размещаться как внутри, так и на внешней поверхности летательного аппарата. Возможна моноблочная конструкция.

Основные технические параметры разработанной системы видения следующие: диаметр приемного объектива – 50 – 100 мм; спектральный диапазон излучения лазеров – 780 – 900 нм; видимое увеличение – не менее 10^x ; угол поля зрения – 2 – 5°; угол подсвета – до 30°; предел распознавания объектов – до 700 м; диапазон рабочих температур –40 °С – +50 °С. Для создания эффективной и мощной подсветки прожектор содержит восемь лазерных диодов. Для обеспечения наблюдения с разной высоты предлагается применять объективы двух типов с фокусными расстояниями $f = 26$ мм ($5^\circ \times 2,5^\circ$) и $f = 6$ мм ($30^\circ \times 15^\circ$).



Рисунок 1 – Фото пилота в разработанной наглемной системе

Разработана также программа, позволяющая моделировать ряд характеристик прибора и рассеивающей среды. Программа учитывает временную форму импульса подсветки, время задержки и длительность открытого состояния ЭОП. Среда характеризуется функцией распределения частиц по размерам, комплексным показателем преломления вещества частиц и метеорологической дальностью видения.

Для заданной дальности до объекта и метеорологической дальности видения с помощью программы можно оценить:

- регистрируемую энергию полезного сигнала,
- помеху обратного рассеяния,
- помеху, вызванную солнечной засветкой,
- частотно-контрастную характеристику рассеивающего слоя в малоугловом приближении.

Для АИСВ практический интерес представляет знание длины зоны видимости $\Delta S_{з.в.}$. Ее можно получить из зависимости регистрируемой энергии отраженного сигнала от времени задержки $\Delta t_{зад}$ открытия ЭОП, то есть от дистанции, на которую настраивается система: $S_i = c\Delta t_{зад}/2$, где c – скорость света. На рисунках 2 и 3 приведены рассчитанные зависимости энергии E , регистрируемой приемной системой (ЭОП). Предположим, что яркость изображения объекта на экране видеомонитора

пропорционально E . Расстояние до объекта $S_{об} = 40,6$ м. Предполагается, что импульсы подсветки объекта длительностью $\Delta t_{лаз}$ и строб-импульса $\Delta t_{ЭОП}$ имеют прямоугольную форму. На примере кривой $абгж$ рисунка 2 поясним, что точку a назовем начальной точкой $S_{нач}$ зоны видимости, точку $ж$ – конечной $S_{кон}$, а проекции точек $б$ и $г$ на ось $S_i - S_{нач-макс}$ и $S_{кон-макс}$. Тогда $\Delta S_{з.в.} = S_{кон} - S_{нач}$, $\Delta S_{гор-уч} = S_{кон-макс} - S_{нач-макс}$ (горизонтальный участок), $\Delta S_{фр} = S_{нач-макс} - S_{нач}$ (фронт), $S_{сп} = S_{кон} - S_{кон-макс}$ (спад). В таблице приведены аналитические выражения для этих характеристик для трех соотношений между временами $\Delta t_{лаз}$ и $\Delta t_{ЭОП}$. На рисунках 2 и 3 вертикальными линиями отмечено расстояние до объекта $S_{об}$. Если $\Delta t_{лаз} = \Delta t_{ЭОП}$, то $S_{об}$ равно значению S_i , при котором яркость объекта на экране видеомонитора максимальна.

Из анализа результатов, приведенных на рисунках 2, 3 и в таблице, следует, что во всех случаях значение $S_{нач}$ зависит только от $\Delta t_{ЭОП}$, а значение $S_{кон}$ – только от $\Delta t_{лаз}$. При этом с увеличением $\Delta t_{лаз}$ значение $S_{кон}$ возрастает, а увеличение $\Delta t_{ЭОП}$ ведет к уменьшению $S_{нач}$. Во всех случаях $\Delta S_{з.в.} = c(\Delta t_{лаз} + \Delta t_{ЭОП})/2$. Пространственные длительности фронтов и спада зоны видимости определяются меньшим из времен $\Delta t_{лаз}$ или $\Delta t_{ЭОП}$. При $\Delta t_{лаз} = \Delta t_{ЭОП}$ горизонтальный участок исчезает. На практике знание характерных расстояний может быть использовано для оценки параметров самой АИСВ. Так, например, значение $\Delta t_{лаз}$ сравнительно просто найти при известных величинах $S_{кон}$ и $S_{об}$, а значение $\Delta t_{ЭОП}$ – зная $S_{нач}$ и $S_{об}$.

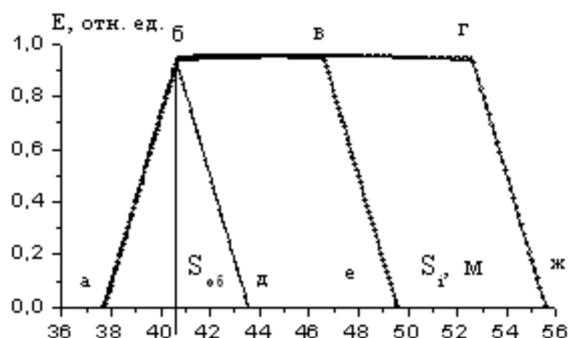


Рисунок 2 – Зависимости E от S_i при $\Delta t_{ЭОП} = 20$ нс, $\Delta t_{лаз} = 20$ (кривая abd), 60 ($abve$) и 100 нс ($abgж$)

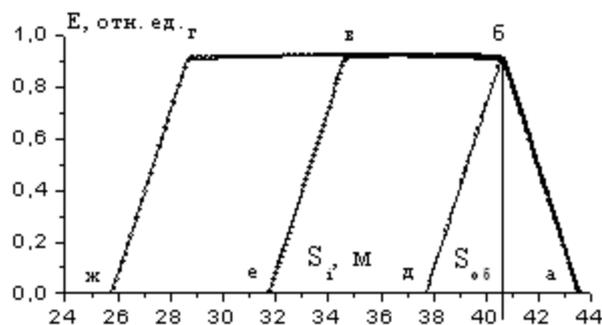


Рисунок 3 – Зависимости E от S_i при $\Delta t_{лаз} = 20$ нс, $\Delta t_{ЭОП} = 20$ (кривая abd), 60 ($abve$) и 100 нс ($abgж$)

Таблица 1

	$\Delta t_{лаз} > \Delta t_{ЭОП}$	$\Delta t_{лаз} < \Delta t_{ЭОП}$	$\Delta t_{лаз} = \Delta t_{ЭОП}$
$S_{нач}$	$S_{об} - c\Delta t_{ЭОП}/2$	$S_{об} - c\Delta t_{ЭОП}/2$	$S_{об} - c\Delta t_{ЭОП}/2$
$S_{нач-макс}$	$S_{об}$	$S_{об} - c(\Delta t_{ЭОП} - \Delta t_{лаз})/2$	$S_{макс} = S_{об}$
$S_{кон-макс}$	$S_{об} + c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{ЭОП})/2$	$S_{об}$	
$S_{кон}$	$S_{об} + c\Delta t_{лаз}/2$	$S_{об} + c\Delta t_{лаз}/2$	$S_{об} + c\Delta t_{лаз}/2$
$\Delta S_{з.в.}$	$c(\Delta t_{лаз} + \Delta t_{ЭОП})/2$	$c(\Delta t_{лаз} + \Delta t_{ЭОП})/2$	$c(\Delta t_{лаз} + \Delta t_{ЭОП})/2$
$\Delta S_{гор-уч}$	$c(\Delta t_{лаз} - \Delta t_{ЭОП})/2$	$c(\Delta t_{ЭОП} - \Delta t_{лаз})/2$	–
$\Delta S_{фр}$	$c\Delta t_{ЭОП}/2$	$c\Delta t_{лаз}/2$	$c\Delta t_{ЭОП}/2$
$\Delta S_{сп}$	$c\Delta t_{ЭОП}/2$	$c\Delta t_{лаз}/2$	$c\Delta t_{лаз}/2$

С помощью разработанной системы видения были выполнены экспериментальные измерения величин $S_{нач}$, $S_{кон}$, $S_{нач-макс}$ и $S_{кон-макс}$. Аналогичные величины были рассчитаны при использовании

соотношений, приведенных в таблице. Сравнение показало хорошее соответствие измеренных и рассчитанных параметров.

Разработана и изготовлена система видения для летательных аппаратов с нацеленной индикацией изображения. Создана программа для моделирования работы прибора с учетом параметров самой системы и рассеивающей среды. Получены аналитические выражения для длины зоны видимости и других характерных точек, которые хорошо совпадают с измеренными значениями.

Список литературы

1. Горобец, В.А., Кабанов, В.В., Кунцевич, Б.Ф., Петухов, В.О., Пучковский, И.Н., Черников, В.С.. Активно-импульсная система видения на основе полупроводниковых лазеров. 7-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» (1-5 июня 2009 г. Минск, Беларусь). Сборник статей. – Минск. – 2009. – С. 120 – 123.
2. Горобец, В.А., Кунцевич, Б.Ф., Петухов, В.О., Пучковский, И.Н. Оптико-электронная система видения в условиях ограниченной прозрачности атмосферы. Сборник трудов конференции «Лазеры. Измерения. Информация-2009». С.-Петербург, Россия, 3-4 июня, 2009, том 2, с. 48 – 62.
3. Горобец, В.А., Кабанов, В.В., Кунцевич, Б.Ф., Петухов, В.О., Пучковский, И.Н., Шабров, Д.В. Оптико-электронная система наблюдения с автоматизированным стробированием по дальности. Сборник научных трудов 8 международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии» (27-30 сентября 2010, г. Минск). – Минск: 2010. – Т. 2. – С. 339 – 342.

В.А. Горобец, В.В. Кабанов, В.П. Кабашников, Б.Ф. Кунцевич, Н.С. Метельская, В.О. Петухов, И.Н. Пучковский, Д.В. Шабров – Институт физики НАН Беларуси, v.gorobets@ifanbel.bas-net.by.

УДК 533.9.08;535.33;543.42

Е.А. Ершов-Павлов, К.Ю. Кацалап, Л.К. Станчиц, К.Л. Степанов

ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНО-ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ

Излучение плазменных объектов в частности, лазерно-эрозионных факелов сложным образом зависит от пространственного распределения параметров в плазме. Для исследования закономерностей формирования спектров излучения плазменных образований разработан программный пакет, содержащий функции расчета спектра излучения плазменных объектов, в частности, лазерных факелов, возникающих при воздействии на твердые материалы при анализе их химического (элементного) состава методами эмиссионной спектроскопии. Программа включает модули для вычисления равновесного состава плазмы, определения ее локальной испускательной способности в области выбранных спектральных линий и получения результирующих спектров излучения лазерных факелов путем решения уравнения переноса излучения. Учитывается, что плазма неоднородна, нестационарна и находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Пространственно-временное распределение характеристик плазмы задается в параметрическом виде. Модель включает в себя модули для вычисления состава плазмы и решения уравнения переноса излучения.

Ионизационный состав и распределение частиц по возбужденным состояниям рассчитывается путем решения системы уравнений Саха и Больцмана. Локальные значения концентрации атомов, ионов, электронов, населенности возбужденных уровней, ширины и сдвиги линий, спектральные коэффициенты поглощения рассчитываются для массива точек вдоль луча наблюдения. Уравнение переноса излучения решается в приближении «line-by-line», т.е. на каждую спектральную линию

выбирается такое число спектральных точек, какое необходимо для подробного описания ее контура. Контур линии в коэффициенте поглощения и испускания считается фойгтовским, при этом учитываются уширения за счет эффекта Доплера и квадратичного эффекта Штарка. Детальнее модель описана в [1, 2]. Модель носит общий характер и позволяет рассматривать влияние реабсорбции на интенсивность и спектральный состав излучения. Для проверки численной модели использовались данные диагностики осесимметричных источников, в частности, электрической дуги постоянного тока в секционированном канале при атмосферном давлении [1]. С этой же целью были взяты данные экспериментальных измерений профиля температуры и концентрации частиц в основном состоянии для ртутной лампы высокого давления мощностью 1 кВт [3].

Модель реализована как стандартное приложение операционной системы Windows с графическим интерфейсом. Главное окно представлено на рис. 1. Приложение включает в себя оконный интерфейс, модули расчета состава плазмы и переноса излучения, базу данных параметров спектральных линий химических элементов. База данных включает в себя как параметры излучательных переходов, так и параметры уширения Штарка. Данные для базы взяты из Национального института стандартов США (NIST) и научной литературы [5, 6].

Кроме того, программа включает в себя следующие возможности:

- Расчет ионизационного состава многокомпонентной плазмы (максимальное число химических элементов – 4, число степеней ионизации – 3).
- Входные параметры плазмы задаются как в виде параметрической аппроксимации, так и в виде массива значений.
- База данных содержащая параметры наиболее распространенных химических элементов и спектральных линий.
- Автоматическое определение параметров расчетных контуров линий – полуширины, сдвига, в случае самообращения – величины провала, расстояния между пиками, асимметрии.
- Экспорт расчетных данных распределения концентрации по лучу наблюдения и спектральной интенсивности излучения в текстовые файлы стандартного формата.
- Проведение расчетов как для стационарной, так и нестационарной плазмы.
- Учет вкладов в уширение линий эффектов Штарка, Доплера, резонансного уширения.
- Возможность расчета спектров как с учетом поглощения излучения в плазме, так и в приближении оптически тонкого слоя.
- Редактирование базы данных параметров спектральных линий.
- Расчет спектральной интенсивности излучения как для изолированной линии, так и для заданного интервала длин волн с учетом вклада попадающих в него линий элемента (элементов).
- Возможность расчета параметров плазмы во взрывном приближении на основании энергии и массы продуктов эрозии.

Проверка работоспособности программного обеспечения путем расчета излучения отдельных спектральных линий по экспериментально измеренным распределениям частиц в плазме дала удовлетворительные результаты: параметры рассчитанных контуров согласуются между собой и с данными эксперимента в пределах заданной погрешности. На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета спектров излучения лазерно – эрозионной плазмы алюминия при типичных для аналитических приложений параметрах. Из рисунков которых видно, что модель дает контуры спектральных линий, близкие к экспериментальным.

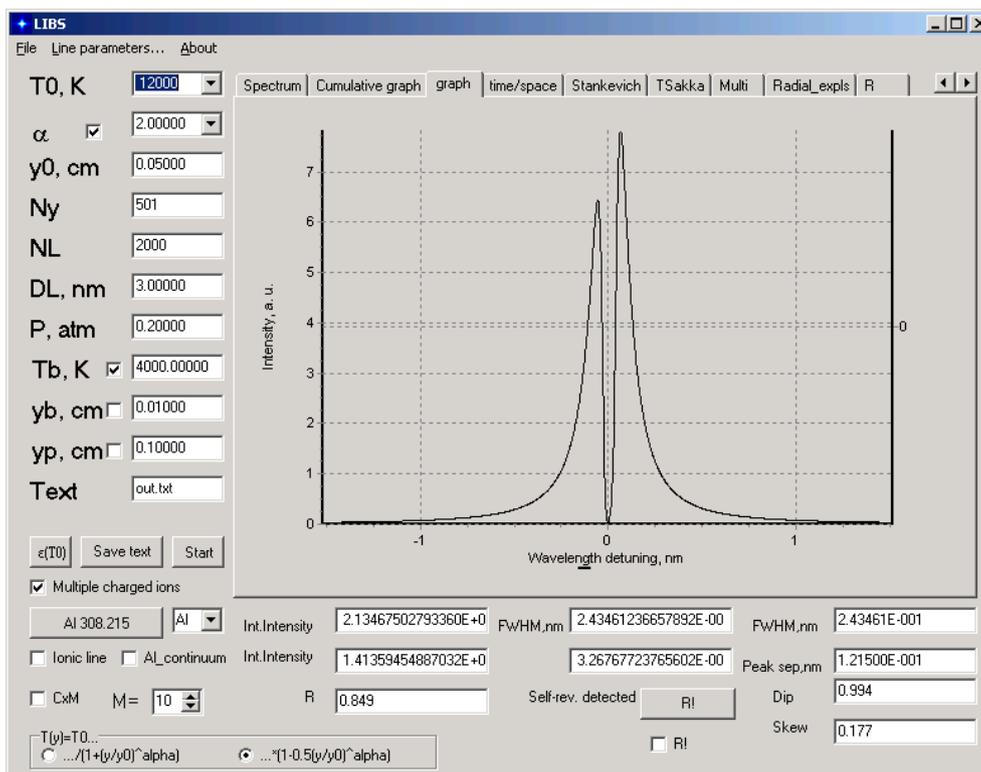


Рисунок 1 – Главное окно программы для расчета эмиссионных спектров плазмы

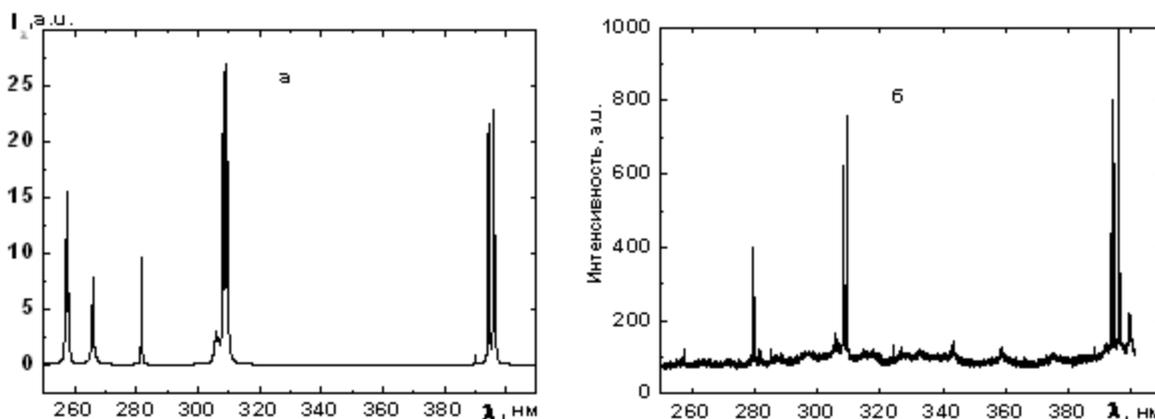


Рисунок 2 – Спектр излучения плазмы лазерно-эрозионной алюминия (а) – расчет, (б) – эксперимент

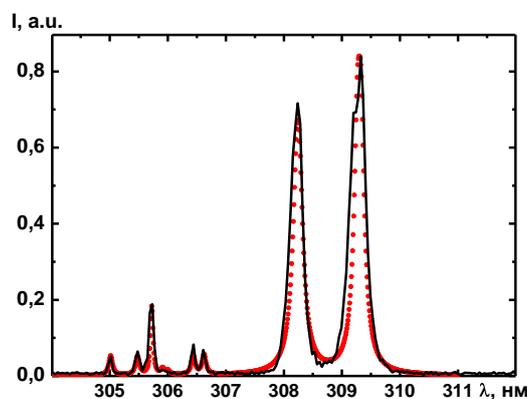


Рисунок 3 – Сравнение измеренного (сплошная линия) и расчетного (точки) спектра излучения в интервале 300 – 312 нм

Разработан программный пакет для расчета спектральной интенсивности излучения плазмы. Продукт реализован как стандартное Windows – приложение с графическим интерфейсом. Пакет включает в себя физико-математические модели для расчета состава равновесной плазмы, переноса излучения в плазме, базу данных химических элементов и спектральных линий и графическую оболочку. Правильность расчета протестирована при помощи данных диагностики источников с известным распределением параметров. Входное распределение параметров плазмы задается как в параметрическом виде, так и в виде массива значений. Выходные параметры выводятся в виде графиков, таблиц и текстовых файлов. Область применения – атомная эмиссионная спектроскопия, спектроскопическая диагностика, моделирование спектров излучения плазмы.

Список литературы

1. Ershov-Pavlov, E.A., Catsalap, K.Yu., Stepanov, K.L., et al. Determination of the local parameters of the cascade arc plasma by the line shapes in the radiation spectrum // J. of Appl. Spectros. – 2002 – V. 69 – P. 395 – 401.
2. Time-Space Distribution of Laser-Induced Plasma Parameters and its Influence on Emission Spectra of the Laser Plumes / E.A. Ershov-Pavlov, K.Yu. Katsalap, K.L. Stepanov, Yu.A. Stankevich // Spectrochim. Acta. Part B. – 2008 – V. 63. – P. 1024 – 1037.
3. Catsalap, K.Yu., Ershov-Pavlov, E.A., Stepanov, K.L., Stanchitz, L.K. Diagnostics of inhomogeneous nonsteady plasma by numerical modelling of its spectral radiation // The Fourth Central European Symposium on Plasma Chemistry. Books of Abstracts. Eds. M.M. Kuraica and B. M. Obradović Published by Faculty of Physics, University of Belgrade, Studentski trg 12, Belgrade, Serbia. – P. 61 – 62.
4. Ershov-Pavlov, E.A. Emission spectra of laser-induced plasmas at the elemental analysis of solids: measurement and modeling results / E.A. Ershov-Pavlov, K.Yu. Katsalap, V.A. Rozantsev, K.L. Stepanov, Yu.A. Stankevich // Publ. Astron. Observ. Belgrade. – 2007. – № 82. – P. 83 – 100.
5. Грим, Г. Спектроскопия плазмы. – М.: Атомиздат, 1969. – 452 с.

Е.А. Ершов-Павлов, К.Ю. Кацалап – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, ershov@imaph.bas-net.by.

Л.К. Станчиц, К.Л. Степанов – Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова, НАН Беларуси, cls@htmi.ac.by.

УДК 543.42

В.И. Журавлева, М.И. Маркевич, А.М. Чапланов

ЛАЗЕРНЫЙ ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ КАЧЕСТВА ДИСИЛИЦИДА ТИТАНА НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Разработка способов синтеза тонких пленок $TiSi_2C(49)$ на кремниевых пластинах с заданными параметрами и фотоэлектрическими свойствами, требует всестороннего их исследования и использования различных методов, в частности лазерного эмиссионного спектрального анализа для экспрессного контроля элементного состава в процессе изготовления материала. Разработанный способ синтеза [1, с. 113] дисилицида титана, обеспечивающий получение однородных тонких пленок дисилицида титана, перспективен для использования при создании новых фотоприемников, совместимых с кремниевой технологией для видимой и ультрафиолетовой области спектра.

В настоящей работе с использованием лазерного эмиссионного спектрального анализа проведено определение элементного состава материала тонких пленок дисилицида титана на кремниевых подложках с целью оценки возможности контроля качества материала в процессе изготовления.

Лазерный эмиссионный спектральный метод основан на возбуждении излучения атомов/ионов в исследуемых точках анализируемого образца сфокусированным лазерным излучением, разложении излучения лазерной плазмы в спектр и измерении интенсивности спектральных линий,

пропорциональных концентрации элемента, в полученном эмиссионном спектре [2, с.310]. Преимущества метода в экспрессности, локальности, минимальном повреждении образцов, не требуется специальная пробоподготовка. Для разработки метода нужно было найти оптимальные условия лазерного воздействия, обеспечивающие изменение интенсивности спектральных линий элементов материала при испарении слоев нанометрового диапазона.

Для получения экспериментальных данных использован частотный двухимпульсный Nd:YAG лазер, дифракционный спектрограф ДФС-458С, с блоком регистрации на базе ПЗС-линеек. Параметры лазерного излучения: длина волны 1,06 мкм, длительность и энергия одиночных импульсов 10 нс и 0,04-0,05 Дж, соответственно, временной интервал между импульсами 8 мкс, частота следования импульсов 10 Гц, плотность мощности в случае резкой фокусировки лазерного излучения на поверхность образца около $1,7 \times 10^{11}$ Вт/см². Рабочий диапазон анализатора составляет от 230 до 350 нм при обратной линейной дисперсии 0,6 нм/мм и разрешаемом спектральном интервале не более 0,03 нм. Для снижения плотности мощности до $2,5 \times 10^9$ Вт/см² использовалась расфокусировка лазерного излучения внутрь образца. Каждый спектр формировался при воздействии 30 сдвоенных лазерных импульсов на поверхность анализируемого образца и скорости сканирования пластинки 3 мм/с, подобранной так, чтобы пятна поражения от каждого лазерного импульса были расположены встык. Диаметр светового пятна на образце при расфокусировке составляет около 500 мкм. Диаметр пятна поражения - около 600 мкм. Толщина снимаемого (испаряемого) слоя на каждом образце за время экспозиции составляет около 3 мкм.

Образцы представляют собой пленки дисилицида титана одинаковой толщины (30 нм), сформированные методом быстрой термической обработки (БТО), при различных температурах (580, 600, 620 °С) на кремниевых пластинах, имплантированных мышьяком с дозой 5×10^{15} см⁻². Время БТО образцов составляло 30 с. Толщина слоя золота в образцах около 150 ангстрем.

На рис. 1 представлена схема формирования силицидов титана. Слой нитрида титана защищает титан от окисления. После БТО не прореагировавший слой титана и слой нитрида титана удалялся. Толщина синтезированной пленки дисилицида титана составляла 30 нм, а толщина слоя TiN - 50 нм. После удаления защитного слоя TiN, наносился полупрозрачный слой золота толщиной ~100-150 Å методом термического осаждения. Поверхностное сопротивление структур измерялось 4-х зондовым методом на установке Rs-75.

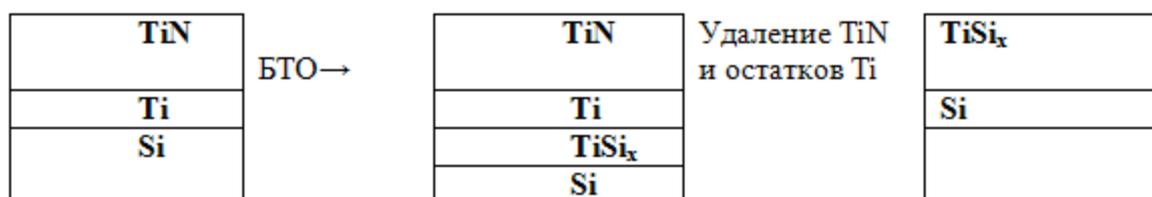


Рисунок 1 – Схема формирования силицидов титана

Для контроля содержания элементов в образцах использовались не реабсорбированные атомные и ионные спектральные линии Ti II 321,706 нм, Ti II 325,19 нм, Ti II 324,199 нм, As II 305,795 нм, Au I 267,595 нм, Au I 274,826 нм, Au II 282,256 нм и линии элемента основы материала образцов - Si I 250,69 нм, Si I 251,432 нм, Si I 288,158 нм. Чувствительность определения элементов порядка 0,001 – 0,01 % с погрешностью около 3 – 5 %. На рис. 2 представлена интенсивность спектральных линий элементов Ti, As, Au в спектрах материала образцов, определенная как без учета (а), так и с учетом спектральной линии элемента основы - кремния Si I 251,432 нм (б), которая была выбрана в качестве линии внутреннего стандарта.

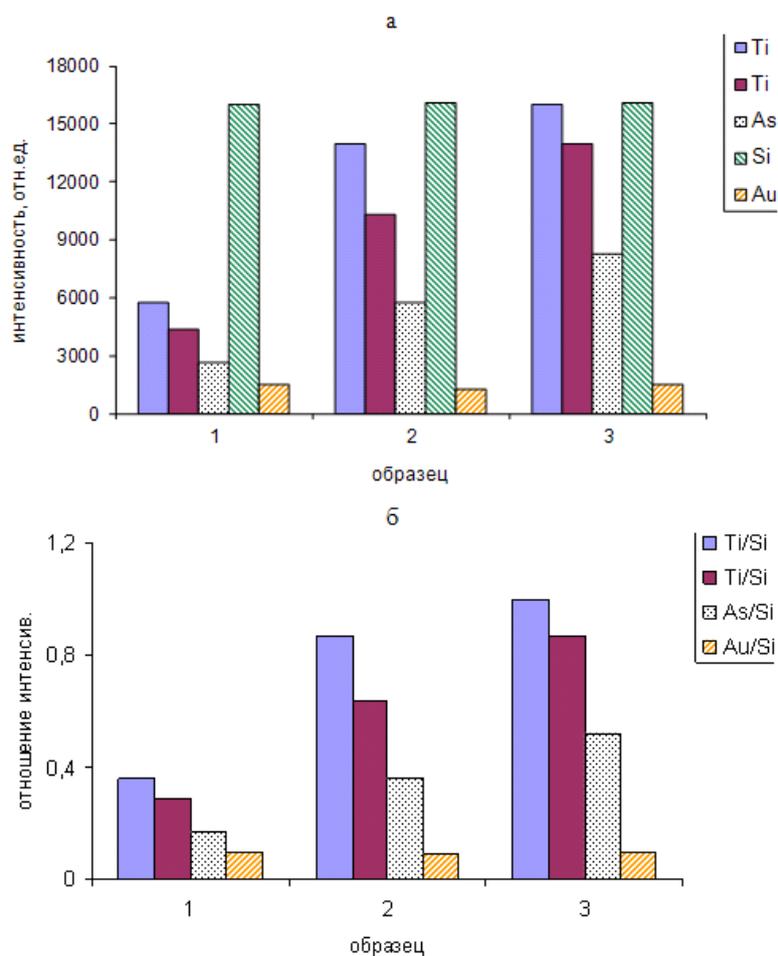


Рисунок 2 – Интенсивность спектральных линий Ti 321,706 нм, Ti 325,19 нм, As 305,795 нм, Au 267,595 нм и Si 251,432 нм (а) и отношение интенсивности линий Ti, As, Au и линии основы Si 251,432 нм (б) в спектрах, полученных при воздействии лазерного излучения с плотностью мощности $2,5 \times 10^9$ Вт/см² в режиме двойных импульсов на образцы покрытий 1, 2, 3, сформированных при температуре БТО 580, 600, 620 °С соответственно

Изменение интенсивности линий Ti и As в спектрах материала образцов отражает изменение концентраций атомов этих элементов в плазме лазерного факела, что в свою очередь свидетельствует об изменении концентрации титана и мышьяка в испаряемом слое на образце (с учетом стехиометрического поступления вещества в лазерный факел). Из рис. 2 можно заключить, что исследуемые слои образцов различаются по содержанию Ti и As, причем содержание этих элементов увеличено у образцов, полученных при более высокой температуре БТО. Интенсивность спектральных линий элемента основы Si_i (внутреннего стандарта), в спектрах всех образцов сохраняется постоянной (в пределах точности измерений). Интенсивность спектральных линий Au в спектрах всех образцов сохраняется постоянной (слой золота наносится после БТО).

Поскольку спектры всех образцов зарегистрированы в одинаковых условиях, площадь поверхности, обработанная лазерным лучом, и толщина испаряемого слоя одинаковы у всех образцов, то, следовательно, различие в интенсивности линий элементов в спектрах связано с изменением концентрации титана и мышьяка в испаренном слое, которая изменяется за счет перераспределения элементов структуры материала при повышении температуры БТО.

Установленный рост интенсивности спектральных линий титана примерно в два-три раза в спектрах образцов покрытий, с одинаковой толщиной, полученных при повышении температуры

БТО подтверждает данные по проводимости формирующихся соединений [1, с. 114], согласно которым поверхностное сопротивление сформированных пленок уменьшается от 52,7 до 27,2 Ом/□ при увеличении температуры отжига.

Установлено, что при воздействии лазерного излучения в режиме сдвоенных импульсов с плотностью мощности около $2,5 \times 10^9$ Вт/см² интенсивность спектральных линий элементов Ti и As в эмиссионных спектрах материала покрытий с одинаковой толщиной возрастает примерно в 2 – 3 раза с повышением температуры БТО образцов, что свидетельствует о влиянии параметров БТО на процесс формирования структуры, в частности, о перераспределении элементов в исследуемых структурах при повышении температуры БТО.

Список литературы

1. Журавлева, В.И., Колос, В.В., Маркевич, М.И., Чапланов, А.М. Свойства гетероструктуры TiSi_x/Si, сформированной методом быстрой термической обработки // Электроника инфо. – 2012, №2. – С. 113 – 114.
2. Журавлева, В.И., Розанцев, В.А. Влияние параметров лазерного излучения, условий фокусировки, состояния поверхности образцов на абляцию и характер лазерных спектров // Лазерная физика и оптические технологии. Материалы VI Международной конференции, 25-29 сентября. Гродно, 2006. – Ч. 2. – С. 310 – 312.

В.И. Журавлева – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, zhuravleva@imaph.bas-net.by.
М.И. Маркевич, А.М. Чапланов – Физико-технический институт НАН Беларуси.

УДК 535.373.3

Э.И. Зенькевич, А.П. Ступак, Д. Коверко, Т. Блаудек, К. фон Борцисковски

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОДИНОЧНЫХ КОМПОЗИТОВ «ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ НАНОКРИСТАЛЛ CdSe/ZnS – ОРГАНИЧЕСКИЙ КРАСИТЕЛЬ»

В последние годы несомненный интерес представляет направленная самосборка по принципу «снизу-вверх» и исследование наноконкомпозитов на основе полупроводниковых нанокристаллов (НК) и функциональных органических молекул различных классов, поскольку такие структуры открывают широкие возможности в развитии как фундаментальных, так и прикладных исследований в молекулярной электронике, биотехнологиях и наномедицине [1 – 3]. При этом принципиальным является решение ряда вопросов, определяющих эффективность фотолуминесценции (ФЛ) НК в самособирающихся наноконкомпозитах «НК-органический лиганд» [4 – 6]: 1) определение реального числа молекул лигандов, связанных с одной КТ; 2) термодинамика обмена поверхностными лигандами; 3) влияние органических лигандов на структуру и свойства поверхности НК; 4) роль поляриности и температуры в экситонной релаксационной динамике; 5) механизмы тушения ФЛ НК в составе наноконкомпозитов и т.д. Решение этих вопросов оказывается возможным при комбинированном использовании методов стационарной, время-разрешенной спектроскопии и методов пространственно-разрешенной спектроскопии одиночных центров.

В экспериментах с растворами и одиночными наноконкомпозитами были исследованы полупроводниковые НК CdSe/ZnS (диаметр ядра $d_{\text{CdSe}}=3,0$ нм, 2 монослоя ZnS), стабилизированные триоктилфосфин оксидом (ТОПО) или длинноцепочечными аминами (CdSe/ZnS-AM). Координационное связывание НК с функциональными органическими молекулами (тетра-пиридил замещенными порфиринами $\text{H}_2\text{P}(\text{m-Pyr})_4$ и $\text{CuP}(\text{m-Pyr})_4$, а также фотостабильными периленидиимидами, PVI) проводилось в ходе титрования [4, 5]. В экспериментах по спектроскопии одиночных центров образцы готовились методом быстрого ротационного выпаривания из растворов $C=5 \cdot 10^{-11}$ М на поверхность Si/SiO₂ или на очищенную кварцевую подложку. Измерения

фотолюминесценции одиночных нанокристаллов CdSe/ZnS и нанокompозитов были выполнены на лабораторном конфокальном микроскопе [6]. Молекулы функциональных хромофоров и структуры нанокompозитов приведены на рис.1.

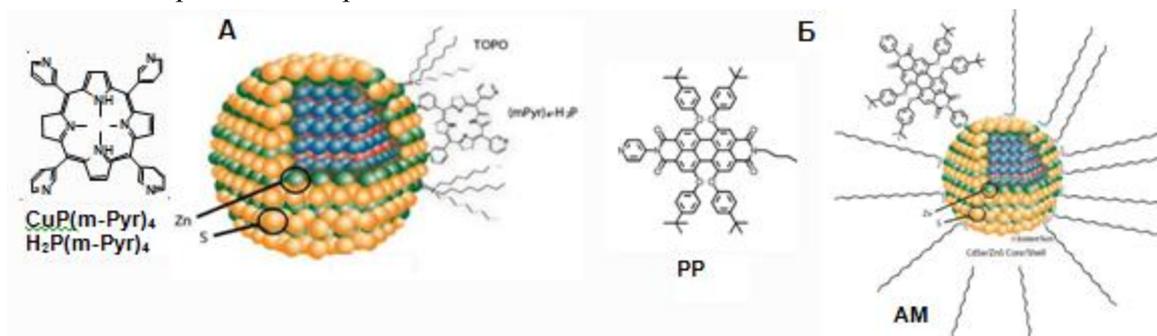


Рисунок 1 – Структурные формулы порфиринов $[H_2P(m-Pyr)_4]$ и $[CuP(m-Pyr)_4]$, (пиридил)₁-периленидиимида (PP), молекул поверхностного стабилизатора [триоктилфосфин оксида (ТОРО) и длинноцепочечного амина (AM)], а также схематическое представление нанокompозитов «НК+порфирин» (А) и «НК+периленидиимид» (Б) на основе НК CdSe/ZnS

При 295 К в жидких растворах самосборка нанокompозитов «НК+краситель» происходит в результате динамического обмена молекул стабилизатора на молекулы красителя и сопровождается тушением ФЛ нанокристалла $I(x)/I_0$, которое в условиях пуассоновского распределения молекул красителя на поверхности НК может быть представлено в виде:

$$\frac{I(x)}{I_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_D}{k_D + nk_Q} x^n \frac{\exp(-x)}{n!}, \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность ФЛ индивидуальных НК, $I(x)$ – интенсивность ФЛ НК в составе нанокompозита при данном молярном отношении $x = [C_{\text{краситель}}]/[C_{\text{НК}}]$, n – число присоединенных молекул красителя на НК, k_D – суммарная вероятность безызлучательной дезактивации экситонного возбуждения индивидуальных НК, k_Q – вероятность тушения ФЛ НК в составе нанокompозита. Сравнение результатов тушения ФЛ НК и вероятностей переноса энергии НК→порфиринов в нанокompозитах показывает [6] (рис. 2), что динамика обмена стабилизатор-краситель реализуется, по крайней мере, в двух различных временных масштабах (≤ 60 с и ≤ 600 с), что обусловлено реорганизацией поверхностного слоя стабилизатора.

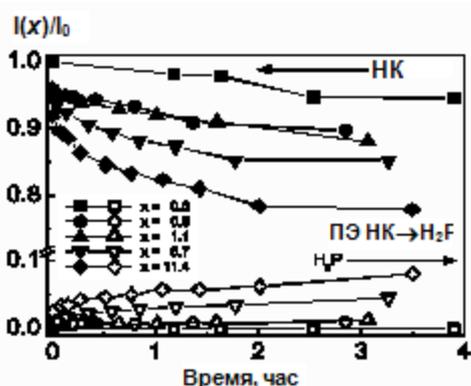


Рисунок 2 – Временная зависимость тушения ФЛ НК CdSe/ZnS (левая ось) и эффективности безызлучательного переноса энергии (FRET) $\Phi_{\text{FRET}} = [\epsilon_A(\lambda_{\text{ex}})I(x) - I_0] / [\epsilon_D(\lambda_{\text{ex}})I_0 \cdot n]$ НК→порфирин (правая ось) в составе нанокompозитов «НК+порфирин» при различных исходных значениях молярных отношений x

На основании спектрально-кинетических исследований в интервале температур 295-77К для полупроводниковых НК CdSe/ZnS обнаружена «фазовая» перестройка поверхностного слоя стабилизатора (ТОРО или АМ), ведущая к поверхностной реорганизации НК, которая сильно зависит от типа стабилизатора и вызывает пространственно-энергетическое перераспределение состояний поверхностных ловушек. В дополнение к ФЛ данным, впервые обнаружена чувствительность спектров поглощения к «фазовой» перестройке стабилизирующего слоя в области 200÷240

(см. рис. 3А, кривая 1). Присоединение молекул красителей приводит к формированию новых каналов безызлучательной релаксации экситона, а также вызывает дополнительную температурно-зависимую перестройку стабилизирующего слоя. При этом для температурной зависимости ФЛ НК в нанокompозите «НК+CuP» обнаруживается излом, который значительно больше по сравнению с таковым, наблюдаемым для этих же индивидуальных НК (см. кривую 3Б). Таким образом, при низких температурах ФЛ НК происходит из состояний (band-edge, traps), отличных от таковых, в которые осуществляется переход при фотовозбуждении НК (экситонное поглощение).

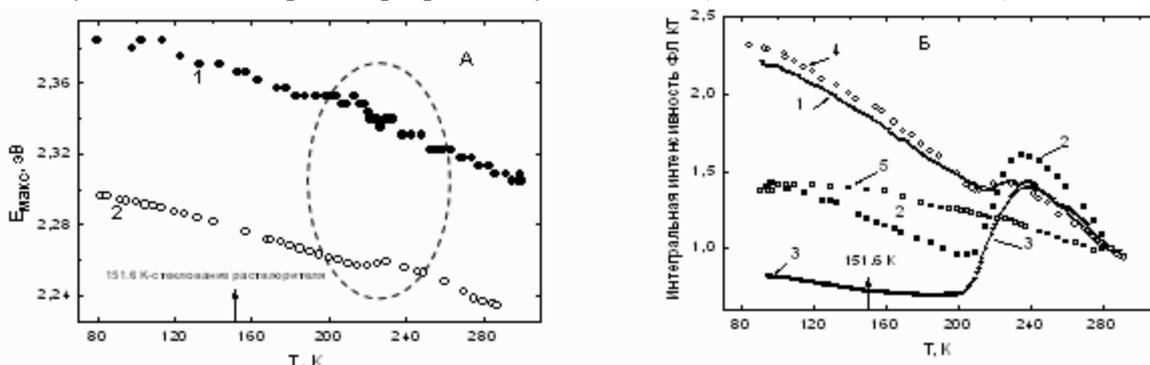


Рисунок 3 – А: Температурная зависимость положения максимумов полосы первого экситонного перехода в поглощении (1) и фотолюминесценции (2, $\lambda_{\text{возб}}=450$ нм) для НК CdSe/ZnS в смеси метилциклогексан/толуол (6:1). **Б:** Интегральные зависимости максимумов полос ФЛ НК от температуры для различных систем (1) индивидуальные НК; (2) НК+H₂P(m-Pyr)₄ при $x=1.0$; (3) НК+CuP(m-Pyr)₄ при $x=1.0$; (4) КТ+тетрафенилпорфирин (не связывающийся с НК) при $x=1.0$; (5) НК в высушенной пленке на кварцевой подложке

Образование нанокompозитов проявляется в одновременной регистрации двух типов спектров люминесценции, получаемых для одного и того же участка конфокального изображения (colocalization effect). На основании этих экспериментов установлено также, что присоединение даже одной молекулы РР к поверхности НК существенно понижает фотостабильность НК в составе нанокompозита по сравнению с индивидуальной КТ. При этом, ловушечные состояния, индуцированные присоединением молекул красителей, являются более чувствительными к фотовыцветанию. Исследование спектрально-кинетических свойств нанокompозитов «НК-органический краситель» является удобным методом анализа поверхностных явлений в НК при минимальных модификациях структуры поверхности, когда другие методы (например, ЯМР-, ИК-спектроскопия) оказываются малоинформативными.

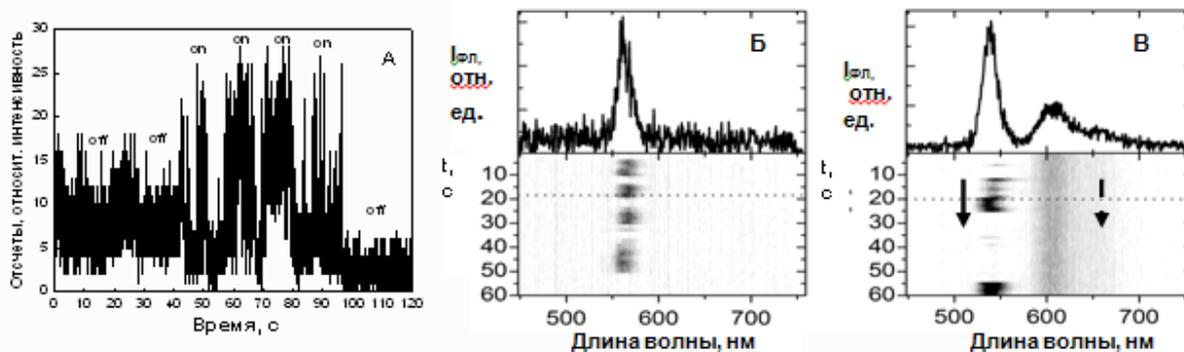


Рисунок 4 – Статистика мерцаний (А) интенсивности ФЛ одиночного НК CdSe/ZnS в пленке полистирола на кварцевой подложке при 295 К (индексы «on» и «off» указывают излучающие и темные состояния НК, вероятности распределения времен «on» и «off» состояний $p(\tau)$ подчиняются степенному закону $p(\tau) \sim \tau^{-\mu}$), а также спектры свечения и их временная трансформация, регистрируемые для одиночных НК CdSe/ZnS-AM (Б) и нанокompозитов «НК CdSe/ZnS-AM+PP» (В, $x=1$) при временах наблюдения t от 0 до 60 с

Полученные результаты и сделанные на их основе выводы представляют интерес при разработке наносенсорных устройств, а также в нанобиомедицине.

Методами лазерной пространственно-разрешенной спектроскопии исследовано взаимодействие полупроводниковых нанокристаллов (НК) CdSe/ZnS с молекулами порфиринов и перилен-бисимидов при 77-320К: 1) мерцание интенсивности свечения НК, 2) температурная перестройка поверхностного слоя стабилизатора, 3) временная динамика спектров свечения НК при связывании с молекулами красителей, 4) энергетика поверхностных ловушек и низших экситонных состояний при вариации состава наноконкомпозитов и температуры.

Список литературы

1. Knowles, K.E., Frederick, M.T., Tice, D.B., Morris-Cohen, A.J., Weiss, E.A. Colloidal Quantum Dots: Think Outside the (Particle-in-a-)Box // *Phys. Chem. Lett.* – 2012. – V. 3. – P. 18 – 26.
2. McDowell, M., Wright, A.E., Hammer N.I. Semiconductor nanocrystals hybridized with functional ligands: new composite materials with tunable properties // *Materials.* – 2010. – V. 3. - P. 614-637.
3. Scholz, F., Dworak, L., Matylitsky, V.V., Wachtveitl, J. Ultrafast Electron Transfer from Photoexcited CdSe Quantum Dots to Methylviologen // *ChemPhysChem.* – 2011. – V. 12. – P. 2255 – 2259.
4. Zenkevich, E.I., von Borczyskowski, C. Photoinduced relaxation processes in self-assembled nanostructures: multiporphyrin complexes and composites «CdSe/ZnS quantum dot-porphyrin». // *Multiporphyrin Arrays: Fundamentals and Applications* (D. Kim, Ed.). Pan Stanford Publishing Pte. Ltd. – Singapore. – 2011. – Chapter 5. – P. 217 – 288.
5. Blaudeck, T., Zenkevich, E., Abdel-Mottaleb, M., Szwaykowska, K., Kowanko, D., Cichos, F., von Borczyskowski, C. Formation Principles and Ligand Dynamics for Nanoassemblies of CdSe Quantum Dots and Functionalized Dye Molecules // *ChemPhysChem.* – 2012. – V. 13. – P. 959 – 972.
6. Zenkevich, E.I., Stupak, A.P., Kowanko, D., von Borczyskowski, C. Influence of Single Dye Molecules on Temperature and Time Dependent Optical Properties of CdSe/ZnS Quantum Dots: Ensemble and Single Nanoassembly Detection. *Chemical Physics* // 2012 / – (DOI information: 10.1016/j.chemphys.2012.02.008).

Э.И. Зенькевич – Белорусский национальный технический университет, Минск, zenkev@tut.by.

А.П. Ступак – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, stupak@imaph.bas-net.by.

Д. Коверко – Университет Цюриха, Швейцария, danny.kowanko@physik.tu-chemnitz.de.

Т. Блаудек, К. фон Борцисковски – Технологический университет Хемнитца, borczyskowski@physik.tu-chemnitz.de.

УДК 535.8

П.А. Иванов

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЛЬТРОВ С МИНИМАЛЬНОЙ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ЗАДАЧАХ РАСПОЗНАВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Одной из наиболее быстроразвивающихся в последнее время областей квантовой электроники является оптическая обработка информации. Среди широкого круга задач, имеющих в данной области, весьма актуальной является задача распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии (поворот, сдвиг, изменение масштаба, различные искажения формы распознаваемого объекта и т.п.). Довольно популярным и привлекательным решением является применение оптикоэлектронных корреляторов изображений [1]. Схемотехника оптикоэлектронных когерентных корреляторов изображений хорошо известна, наиболее популярны реализации в виде 4f схемы (схемы Ван-дер-Люгта), коррелятора совместного преобразования, акустооптического коррелятора, а также модификаций указанных схем в зависимости от решаемой задачи [1]. Тем не менее, вне зависимости от выбранного схемотехнического решения, основной функцией данного устройства является вычисление корреляционной функции входных данных с эталонным объектом, реализованным в виде голографического фильтра. Возникает вопрос о выборе указанного эталонного объекта.

К сожалению, выбор в качестве эталона оригинала распознаваемого изображения является крайне неудачным. При корреляционном распознавании изображений, подвергнутых геометрическим преобразованиям (а в естественных условиях, например, при аэрофотосъемке, таковые есть всегда), выходной корреляционный пик резко деградирует при самых малейших изменениях геометрии распознаваемого объекта (за исключением преобразования сдвига, т.к. корреляционная функция обладает автоматической инвариантностью к этому типу преобразований). Довольно привлекательным и популярным вариантом выбора эталона является применение составного инвариантного корреляционного фильтра [2].

К сожалению, на сегодняшний день невозможно указать оптимального с точки зрения качественных и количественных характеристик корреляционного пика алгоритмов, все они имеют свои недостатки. Поэтому, как правило, применяют тот или иной подход, в зависимости от типа решаемой задачи.

Весьма привлекательным подходом для решения задач распознавания изображений, подвергнутых преобразованиям геометрии, являются алгоритмы синтеза фильтров на основе вычисления оптимизационного параметра, в первую очередь, фильтров с минимальной средней энергией корреляции (МСЭК) и их модификаций [3]. Данное решение привлекательно с двух точек зрения: во-первых, вычисление минимума средней энергией корреляции дает, естественно, корреляционный пик с наиболее возможной остротой, что крайне актуально с точки зрения локализации распознаваемого объекта (т.е. определения его местонахождения на поданной на вход сцене с наибольшей точностью), во-вторых, поскольку алгоритм синтеза, в силу способа построения, позволяет получить целое семейство фильтров, то он сравнительно легко может быть подвергнут модификации, что позволяет улучшать результаты, сужая класс задачи распознавания до рассматриваемого случая. Вид фильтра представлен выражением (1):

$$h = D^{-1}X(X^+D^{-1}X)^{-1}u. \quad (1)$$

Здесь X – вектор, представляющий из себя преобразование Фурье исходного изображения, D – вектор с элементами диагональной матрицы, на главной диагонали которой стоят величины квадрата амплитуд компонент преобразования Фурье вектора X , U -вектор распознаваемого объекта, его элементы равны 1 для «истинного» и 0 – для «ложного» изображений, «+» – обозначает операцию транспонирования матрицы.

Исходными объектами исследования, на основе которых были синтезированы МСЭК-фильтры, были выбраны изображения типа «самолет» (рис.1), подвергнутых преобразованиям поворота (поворот в плоскости на углы от 0 до 355° с шагом в 5°, 10° и 15° соответственно, всего 72, 36 и 24 исходных изображения) и изменения масштаба (изменение масштаба в сторону уменьшения/увеличения оригинального изображения при угле поворота 0° с шагом в 5 %, 10 % и 15 %, соответственно, всего 21, 11, и 7 исходных изображений для изменения масштаба в ту или иную сторону). Разрешения исходных изображений - 64x64 (высокое разрешение) и 32x32 (низкое разрешение). На основе указанных баз данных исходных изображений синтезировались на ПЭВМ МСЭК-фильтры и вычислялись корреляции фильтров со всей базой данных, которая принималась за базу входных изображений (для преобразования поворота – 72 изображения с шагом в 5°, для каждого разрешения и каждого из 3-х МСЭК-фильтров отдельно; для преобразования изменения масштаба – 21 изображение с шагом 5 % в каждую сторону и для каждого разрешения из 6-ти фильтров – отдельно).



Рисунок 1 – Характерное изображение исходного/входного объекта

Для каждого случая вычислялись значения корреляционных функций (2), нормированных на величину максимального пика (количественные характеристики корреляции):

$$C(x_c, y_c) = \iint_{\pm\infty} f_{эм}^*(x, y) * f_{вх}(x - x_c, y - y_c) dx dy. \quad (2)$$

Здесь * – обозначает комплексное сопряжение, $f_{эм}$ и $f_{вх}$ – эталонное (фильтр) и входное изображения, соответственно. Характерная картина зависимостей нормированной величины корреляционного пика от угла поворота входного изображения и величины изменения масштаба представлены на рис.2 и 3, соответственно.

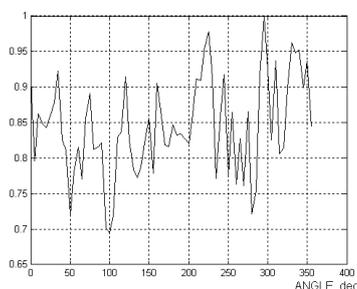


Рисунок 2 – Зависимость нормированной величины пика корреляции от угла поворота входного объекта (в градусах), шаг угла поворота исходного изображения 10°, разрешение 64×64

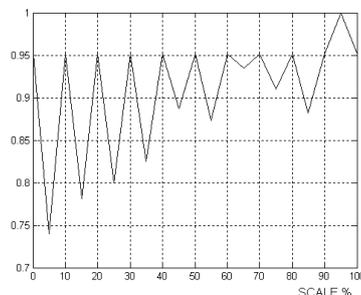


Рисунок 3 – Зависимость нормированной величины пика корреляции от величины изменения масштаба (уменьшение, %) входного объекта, шаг изменения масштаба -10 %, разрешение 64×64

Также вычислялись значения величин отношений пика корреляции к отклонению от среднего (по фону корреляционной картины), и пика корреляции к среднеквадратическому отклонению от среднего (по фону корреляционной картины). Изображение считалось распознанным по значению порога, который принимался равным 0,5 от максимальной величины пика корреляции, как это принято, например, в [3].

Результаты проведенного моделирования позволяют сделать следующие выводы:

1. Отмечен рост количественных и качественных характеристик корреляции с ростом разрешения. Однако, к сожалению, данный результат достигается за счет значительного увеличения машинного времени, необходимого на синтез фильтров и расчет корреляционной функции.

2. Имеют место удовлетворительные результаты в случае распознавания изображений, подвергнутых преобразованию поворота в плоскости, при шаге угла поворота исходного изображения до 10°. При больших значениях угла поворота отмечено существенное ухудшение результатов (так, при шаге 15° имеет место 35 ошибок распознавания при высоком разрешении для входной базы из 72 изображений, что, безусловно, неудовлетворительно). Тем не менее, на взгляд автора, несмотря на удовлетворительные результаты при поворотах до 10°, следует крайне осторожно использовать МСЭК-фильтры для данного типа задач, т.к. качественные характеристики пика невысоки.

3. Имеют место очень хорошие результаты для распознавания изображений, подвергнутых преобразованию изменения масштаба, особенно в сторону его уменьшения. С учетом того факта, что свертка/корреляция автоматически обладает инвариантностью к сдвигу распознаваемого объекта, результаты моделирования позволяют надеяться на успешное применение МСЭК-фильтров для подобного класса задач.

Представлены результаты исследования посредством моделирования на ПЭВМ распознавания двумерных полутонных изображений, подвергнутых преобразованиям поворота в плоскости и изменения масштаба с помощью инвариантных корреляционных фильтров с минимальной средней энергии корреляции (МСЭК). Приводятся количественные и качественные характеристики корреляционных пиков, делаются выводы о перспективах использования данного типа корреляционных фильтров для решения подобного круга задач.

Список литературы

1. Евтихийев, Н.Н., Евтихьева, О.А., Компанец, И.Н., Краснов, А.Е., Кульчин, Ю.Н., Одиноков, С.Б., Ринкевичюс, Б.С. Информационная оптика. М.: Издательство МЭИ, 2000.
2. Vijaya Kumar, B.V.K. Tutorial survey of composite filter design for optical correlators. Appl. Opt. – 1992. – V. 31. – P. 4773 – 4801.
3. Connelly, J.M., Vijaya Kumar, B.V.K., Molley, P.A., Stalker, K.T., Kast, B.A. Design and testing of space-domain minimum average correlation energy (SMACE) filters for 2D acousto-optic correlators. SPIE. – 1991. – V. 1564. – P. 572 – 591.
4. Evtikhiev, N.N., Ivanov, P.A., Starikov, R.S. Invariant correlation filters design in problems of image recognition, APCOM'2002, Vladivostok, proc. SPIE. – 2002. – V. 5129. – P. 92 – 99.
5. Evtikhiev, N.N., Ivanov, P.A., Kamensky, A.V., Starikov, R.S., Zabulonov, M.I. Experiments on realization of wavelet transform based on architecture of hybrid optoelectronic chip // Optical memory & neural network. – 2002. – V 11, № 1. – P. 39 – 43.
6. Иванов, П.А. Моделирование инвариантных корреляционных фильтров в задачах распознавания геометрических дисторсий. – Тезисы докладов ММТТ-2010. – Смоленск. – С. 83 – 85.

П.А. Иванов – Ярославский Государственный Технический университет, Ярославль, peteri2002@mail.ru.

УДК 621.315.592

Г.Д. Ивлев, Е.И. Гацкевич, В.А. Гнатюк, В.П. Велешук, А.И. Власенко,
С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов

ДИНАМИКА ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ*

Благодаря особым электрофизическим, фотоэлектрическим и радиационным характеристикам твердые растворы на основе CdTe уже несколько десятилетий являются базовыми материалами для сенсоров ИК-излучения ($Cd_xHg_{1-x}Te$), рентгеновского и гамма излучений ($Cd_xZn_{1-x}Te$, $Cd_xMn_{1-x}Te$). Преимуществами детектирующих приборов на основе этих прямозонных полупроводников является то, что детекторы на их основе могут работать при комнатной температуре с высокими чувствительностью, быстродействием и энергетической разрешающей способностью. Стандартные методы создания приборных структур на основе этих материалов не обеспечивают, к сожалению, формирование тонких слоев с заданными свойствами (шириной запрещенной зоны, концентрацией носителей заряда и т.п.) без нежелательных изменений электрофизических параметров базового объема полупроводникового кристалла. Применение

* Работа выполнена при частичной поддержке БРФФИ (проект Ф11К-098) и ГФФИ Украины (проект № Ф 41.1/032).

импульсной (наносекундной) лазерной обработки для этой цели позволяет локализовать зону термического влияния и тем самым избежать указанных изменений в объёме кристалла.

Настоящая работа посвящена изучению лазерно-индуцированных процессов в твердых растворах на основе CdTe методом оптического зондирования, в частности, исследована динамика отражательной способности $R(t)$ на двух длинах волн зондирующего излучения (ЗИ). В качестве объектов исследования использовались кристаллические образцы $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ и $Cd_{0.96}Mn_{0.04}Te$, а также системы пленка $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$ толщиной 6 мкм с верхним и нижним варизонными слоями 2 и 0,5 мкм на подложке GaAs. Точные параметры структуры приведены в работе [1].

Исследуемые образцы облучались импульсами рубинового лазера в широком диапазоне плотностей энергий излучения E . Оптическая схема лазера обеспечивала высокую однородность лазерного пятна. Энергия облучения воспроизводилась от импульса к импульсу с отклонением не выше $\pm 1,5\%$. Длительность импульса составляла 80 или 120 нс. В качестве источника ЗИ использовался лазер на стекле, активированном неодимом (длина волны $\lambda=1,06$ мкм), излучающий квазинепрерывный импульс длительностью 0,5 мс. Для зондирования на двух длинах волн $\lambda_1=1,06$ и $\lambda_2=0,53$ мкм часть генерируемого излучения преобразовывалась во вторую гармонику.

Как известно, в методе оптического зондирования [2, 3] используется тот факт, что большинство полупроводников, в частности $A_4(Si,Ge)$, $A_3B_5(GaAs, InSb, GaSb)$, при плавлении переходят в металлическое состояние, характеризующееся высокими значениями коэффициента отражения. Наличие области повышенного отражения на осциллограммах отраженного ЗИ свидетельствует о фазовом переходе твердое тело – расплав. Время существования жидкой фазы соответствует времени повышенной отражательной способности.

Для CdTe и большинства твердых растворов на его основе наблюдается иная ситуация. При их плавлении не происходит фазового перехода полупроводник–металл и не наблюдается столь существенного изменения коэффициента отражения, поэтому возникает вопрос об интерпретации результатов оптического зондирования при исследовании импульсного лазерного воздействия на твердые растворы. В выполненных ранее работах по оптической диагностике процессов в CdTe [3] и в соединении CdMnTe [4] показано, что указанный метод дает информацию о кинетике лазерно-индуцированных фазовых превращений в указанных полупроводниках.

Таблица 1 – Ширина запрещенной зоны компонентов твердого раствора $(CdTe)_x-(MeTe)_{1-x}$

	CdTe	ZnTe	MnTe	HgTe
E_g , эВ	1,44	2,26	3,2	0

Рассмотрим динамику отражательной способности твердых растворов на основе CdTe. Ширина запрещенной зоны E_g указанных твердых растворов принимает промежуточное значение между E_g CdTe и MeTe, где Me обозначает металл. Данные о запрещенной зоне компонентов твердого раствора приведены в таблице 1. Для твердых растворов $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$ и $Cd_{0.96}Mn_{0.04}Te$ содержание металла невелико, поэтому ширина запрещенной зоны близка к $E_g=1,44$ эВ. Край полосы фундаментального поглощения излучения в монокристалле CdTe соответствует длине волны 0,86 мкм, т.е. зондирующее излучение с λ_1 практически не будет поглощаться в образцах при комнатной температуре. По мере лазерно-индуцированного нагрева образцов край полосы фундаментального поглощения смещается в длинноволновую область и вблизи температуры плавления излучение с λ_1 начинает поглощаться в образцах. Согласно [5] $Cd_{0.3}Hg_{0.7}Te$ имеет при комнатной температуре $E_g = 0,28$ эВ, поэтому зондирующее излучение с обеими длинами волн поглощается в образце.

Из осциллограмм отражения ЗИ (рис. 1) на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм для образцов $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ и $\text{Cd}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Te}$, видно, что в указанных образцах наблюдается сходная динамика отражения. Как ранее отмечалось [3], можно выделить три характерных режима лазерного воздействия для плотностей энергий облучения E , меньших порога абляции ($\sim 0,5 \text{ Дж/см}^2$). Первый режим наблюдается при $E < 0,11 \text{ Дж/см}^2$, когда имеет место возрастание отражательной способности на обеих длинах волн ЗИ. Во втором режиме ($0,11 < E < 0,15 \text{ Дж/см}^2$) появляются отличия во временных зависимостях коэффициента отражения (рис. 1, а и d). На λ_1 происходит дальнейшее увеличение R , на λ_2 наблюдается небольшой провал между двумя максимумами. Появление провала на зависимости $R(t)$ на λ_2 свидетельствует о начале плавления образцов. Промежуточный минимум на λ_1 в начале плавления не наблюдается в связи с более сложной температурной зависимостью оптического поглощения на λ_1 , на величину которого, с одной стороны, влияет увеличение поглощения при нагреве, а с другой стороны – температурное сужение ширины запрещенной зоны. При $E > 0,15 \text{ Дж/см}^2$ (третий режим) сходное поведение R имеет место для обеих длин волн за исключением некоторого сдвига между максимумами (рис. 1, b и e). Дальнейшее повышение плотности энергии от этого значения вплоть до $0,3 \text{ Дж/см}^2$ не меняет характера зависимостей $R(t)$, а приводит только к увеличению временного промежутка между этими максимумами (рис. 1, c и f).

В отличие от образцов $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ и $\text{Cd}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Te}$ для $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ не наблюдалось изменений отражательной способности на λ_2 , что может быть объяснено слабым изменением оптических параметров $\text{Cd}_{0,3}\text{Hg}_{0,7}\text{Te}$ на 0,53 мкм при переходе в расплавленное состояние и большими шумами при измерениях. Динамика $R(t)$ ЗИ с λ_1 аналогична наблюдаемой в двух предыдущих образцах. Поскольку ЗИ с λ_1 попадает в область фундаментального поглощения то, по всей видимости, длительность между пиками соответствует времени существования жидкой фазы. Наблюдаемая динамика R может быть обусловлена интерференционными эффектами при отражении пробного пучка от многослойной системы, состоящей из жидкого слоя, нагретого твердого слоя и многослойной подложки.

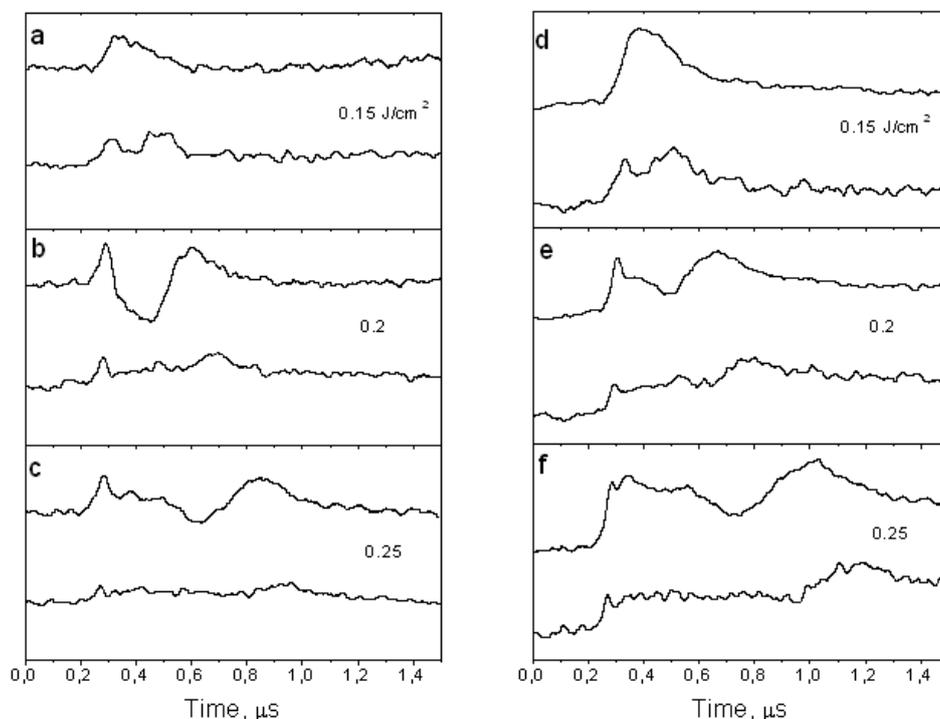


Рисунок 1 – Осциллограммы отражения зондирующего излучения образцов $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ (a-b) и $\text{Cd}_{0,96}\text{Mn}_{0,04}\text{Te}$ (d-f): верхние кривые соответствуют $\lambda_1=1,06 \text{ мкм}$; нижние – $\lambda_2=0,53 \text{ мкм}$. Цифрами указаны плотности энергии облучения. Длительность импульса 120 нс

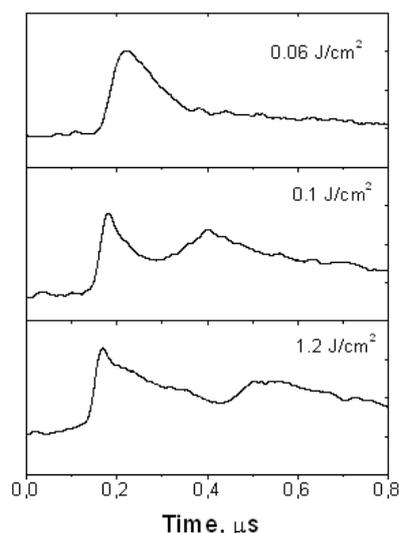


Рисунок 2 – Осциллограммы отражения зондирующего излучения образца $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ на $\lambda_1=1,06$ мкм. Цифрами указаны плотности энергии облучения. Длительность импульса 80 нс

Методом оптического зондирования исследована динамика отражательной способности $R(t)$ при лазерно-индуцированных фазовых превращениях в твердых растворах на основе теллурида кадмия – $\text{Cd}_{0.96}\text{Zn}_{0.04}\text{Te}$, $\text{Cd}_{0.96}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$ и $\text{Cd}_{0.3}\text{Hg}_{0.7}\text{Te}$ в условиях облучения импульсами рубинового лазера длительностью 80 нс. Зондирование проводилось на двух длинах волн 1,06 и 0,53 мкм. Полученные экспериментально динамики $R(t)$, в основном, объясняются температурной зависимостью коэффициента отражения и интерференционными эффектами при отражении зондирующего излучения от системы расплавленный слой – нагретый монокристалл.

Список литературы

1. Dvoretzky, S.A. [et al.]. Physics of Extreme States of Matter. – 2012. Edited by Fortov V.E. [et al.]. – P. 108 – 110.
2. Гацкевич, Е.И., Ивлев, Г.Д., Чапланов, А.М. // Квантовая электроника. – 1995. – Т. 22, № 8. – С. 805 – 810.
3. Ивлев, Г.Д., Гацкевич, Е.И. // Приборостроение. – 2006. – Т. 49, № 9. – С. 19 – 25.
4. Gatskevich, E.I. [et al.] // Appl. Surf. Sci. – 2007. – V. 254. – P. 993 – 995.
5. Баженов, Н.П. [и др.] // ФТП. – 2012. – Т. 46, В. 6. – С. 792 – 797.

Г.Д. Ивлев – БГУ, ivlev_gennadii@mail.ru.

Е.И. Гацкевич – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, gatskevich@inel.bas-net.by.

В.А. Гнатюк, В.П. Велешук, А.И. Власенко – Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, vvvit@ukr.net.

С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов – Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН.

УДК 535.37:577.3

Н.А. Немкович, А.Н. Собчук, В. Бауман, А.Н. Рубинов

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТРИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЭФФЕКТА ШТАРКА ПРОДАН И ЛАУРДАН

Настоящая работа посвящена исследованию методами стационарной флуоресцентной спектроскопии, кинетической лазерной спектроскопии и спектроскопии молекулярного эффекта Штарка флуоресцентных зондов продан и лаурдан (рисунок 1).

Изучено влияние полярности растворителей на стационарные спектры флуоресценции зонда лаурдан. Установлено наличие значительного длинноволнового сдвига спектра флуоресценции зонда

при увеличении полярности растворителя. Высокая чувствительность лаурдана к полярности растворителя свидетельствует об увеличении величины его дипольного момента после возбуждения.

Обнаружена зависимость стационарных спектров флуоресценции лаурдана в глицерине при изменении его концентрации (рисунок 2). По мере увеличения концентрации лаурдана в растворе наблюдается появление дополнительной полосы флуоресценции в районе 440 нм. При повышении температуры раствора от 10 °С до 70 °С вклад коротковолновой полосы флуоресценции уменьшается (рисунок 3). Такое поведение стационарных спектров флуоресценции может быть объяснено образованием ассоциатов или наноразмерных структур в растворе, которые флуоресцируют в коротковолновой области. По мере увеличения концентрации лаурдана растёт и вероятность образования ассоциатов, что и проявляется в появлении полосы флуоресценции в области 440 нм. С другой стороны, повышение температуры увеличивает растворимость лаурдана в глицерине, и разрушает ассоциаты. Максимум спектра флуоресценции молекул лаурдана в порошке расположен также в коротковолновой области и приходится на длину волны 426 нм. Этот факт также подтверждает предположение о том, что коротковолновая полоса флуоресценции лаурдана в глицерине связана с образованием ассоциатов с высокой степенью агрегации.

В суспензии эритроцитов мгновенный спектр флуоресценции лаурдана, зарегистрированный в максимуме импульса возбуждения, имеет только одну полосу испускания, расположенную в коротковолновой области (рисунок 4). При увеличении времени задержки регистрации спектров, происходит появление второй полосы флуоресценции, расположенной в длинноволновой области с максимумом в районе ~510 нм, а также длинноволновой сдвиг коротковолновой полосы.

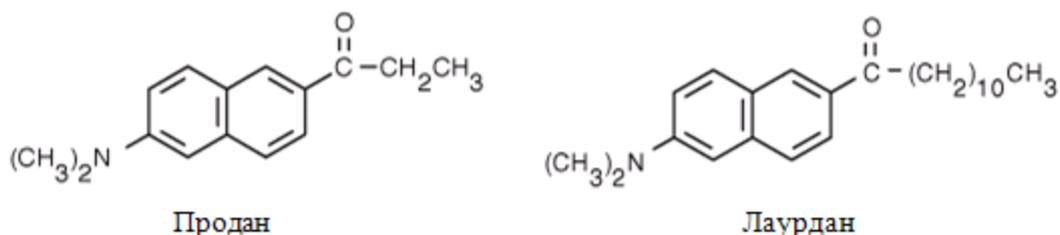


Рисунок 1 – Структурные формулы флуоресцентных зондов

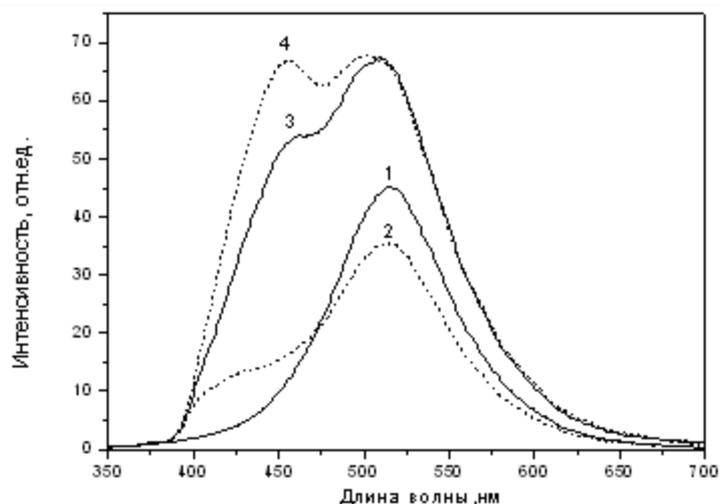


Рисунок 2 – Спектры флуоресценции зонда лаурдан в глицерине, концентрация лаурдана в растворах: 5×10^{-6} моль/л (1), 1×10^{-5} моль/л (2), 5×10^{-5} моль/л (3), 1×10^{-4} моль/л (4). Длина волны возбуждения $\lambda_{ex}=337,1$ нм, $T = 18$ °С

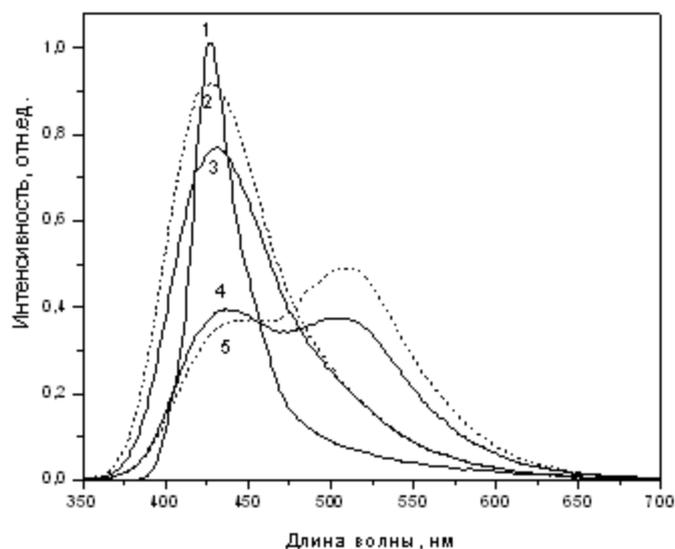


Рисунок 3 – Спектры флуоресценции лаурдана в порошке (1) и в глицерине при $T=10\text{ }^{\circ}\text{C}$ (2), $23\text{ }^{\circ}\text{C}$ (3), $53\text{ }^{\circ}\text{C}$ (4), $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ (5). Длина волны возбуждения $\lambda_{\text{ex}}=337,1\text{ нм}$, концентрация лаурдана в растворе 5×10^{-5} моль/л

Полученные в работе результаты свидетельствуют о существовании двух конфигурационных состояний молекул лаурдана в суспензии эритроцитов, локально возбуждённого (LE) и состояния с внутримолекулярным переносом заряда (СТ). Максимум спектра испускания первого состояния расположен около 430 нм. Время жизни LE возбужденного состояния ~ 4.5 нс. Преобразование LE состояния в СТ состояние связано с возможностью изменения ориентацию двух метильных групп относительно оси $C=N$. СТ форма лаурдана флуоресцирует в длинноволновой области спектра с максимумом в районе ~ 510 нм и имеет время жизни возбужденного состояния ~ 5.5 нс. Переход молекулы лаурдана в состояние с переносом заряда объясняется тем, что в этом случае сольват имеет минимум свободной энергии.

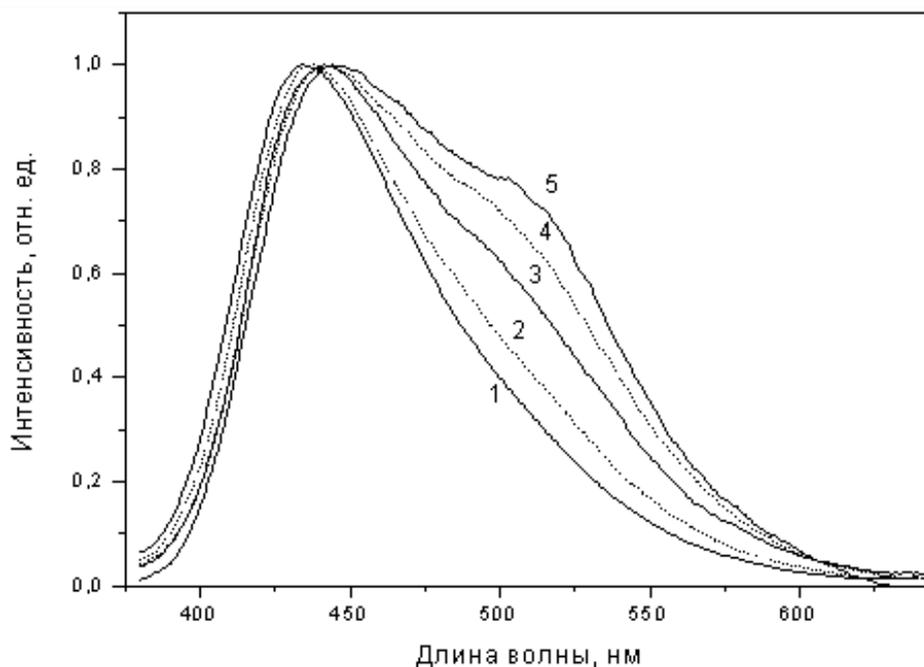


Рисунок 4 – Мгновенные спектры флуоресценции лаурдана в суспензии мембран эритроцитов, зарегистрированные в максимуме импульса возбуждения (1) и с задержкой 2 нс (2), 5 нс (3), 10 нс (4), 15 нс (5). Длина волны возбуждения 337,1 нм, $T=23\text{ }^{\circ}\text{C}$, концентрация лаурдана при добавлении в буфер 1×10^{-5} моль/л

С помощью абсорбционного электрооптического метода (спектроскопии молекулярного эффекта Штарка) [1 – 3] обнаружено, что у флуоресцентных зондов лаурдан и продан дипольные моменты μ_g в равновесном основном состоянии и возбужденном Франк-Кондоновском состоянии μ_e^{FC} параллельны друг другу, а также дипольному моменту перехода \mathbf{m}_a . Значения дипольных моментов обоих зондов в равновесном основном состоянии μ_g в диоксане и циклогексане имеют значения $(15,7 - 16,5) \cdot 10^{-30}$ Кл м. Величины дипольных моментов в равновесном основном состоянии μ_g и изменение дипольного момента при переходе в возбужденное франк-кондоновское состояние $\Delta^a\mu$, практически, одинаковы в обоих растворителях. Это означает, что поляризуемость зондов не велика. Величины дипольных моментов зондов не сильно отличаются. Из этого можно сделать вывод, что длинный углеводородный «хвост» имеющийся у лаурдана не влияет на распределение зарядов в молекуле. Значительное изменение дипольного момента $\Delta^a\mu$ лаурдана после возбуждения является причиной длинноволнового сдвига спектра флуоресценции при увеличении полярности растворителя. Из анализа электрооптических спектров поглощения зондов также следует, что они имеют два близко расположенных электронных состояния $\pi - \pi$ и $n - \pi$.

Таблица 1 – Значения дипольных моментов зондов лаурдан и продан в различных растворителях

Зонд	μ_g , (10-30 Кл м)	$\Delta a\mu$, (10-30 Кл м)	μ_e^{FC} , (10-30 Кл м)	\angle (ma, μ_g)
Продан в циклогексане	15,7	42,35	58,05	00
Продан в 1,4-диоксане	16,35	46,85	63,2	00
Лаурдан в циклогексане	15,58	42,1	57,68	00
Лаурдан в 1,4-диоксане	16,47	49,5	65,97	00

Обнаружено образование молекулами лаурдан в глицерине ассоциатов с высокой степенью агрегации. Деформация мгновенных спектров флуоресценции в наносекундном диапазоне свидетельствует о существовании двух конфигурационных состояний молекул лаурдана в мембранах эритроцитов, локально возбуждённого (LE) и с внутримолекулярным переносом заряда (CT). Из анализа электрооптических спектров поглощения зондов следует, что они имеют два близко расположенных электронных состояния $\pi - \pi$ и $n - \pi$.

Список литературы

1. Nemkovich, N.A., Baumann, W., Reis, H // J.Photochem. Photobiol. A: Chemistry. – 1997. – V. 109. – P. 287 – 292.
2. Nemkovich, N.A., Baumann, W., Pivovarenko, V.G. // J. Photochem. Photobiol. A: Chemistry. – 2002. – V. 153. – P. 19–24.
3. Nemkovich, N.A., Baumann, W. // J. Photochem. Photobiol. A: Chemistry. – 2007. – V. 185, № 1. – P. 26 – 31.

Н.А. Немкович, А.Н. Собчук, А.Н. Рубинов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН, Минск, N.Nemkovich@ifanbel.bas-net.by.

В. Бауман – Институт физической химии университета Й. Гутенберга, Майнц.

УДК 535.37:577.3

Н.А. Немкович, Х. Детерт, Ю.В. Крученок, А.Н. Рубинов

ЭФФЕКТ ЛОКАЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НОВЫХ ОЛИГОФЕНИЛЕНВИНИЛЕНОВ

Симметричные органические молекулы, олигофениленвинилены, с квадрупольным и октупольным расположением донорных и акцепторных групп электронов обладают большим

поперечным сечением двухфотонного поглощения и применяются в фотодинамической терапии, микроэлектронике и нелинейной оптике [1-7]. В данной работе исследованы новые олигофениленвинилены, синтезированные в Институте органической химии университета имени Й. Гутенберга, г. Майнц: 2,5-диметил-3,6-бис-(N,N - дипропил-аминостирил) пиазрин (VS365), 3,6-дифенил-2,5-бис-(4-N,N-дипропиламиностирил) пиазрин (VS203), (E,E)-2,5-бис [2-(4-N,N-дипропиламинофенил) этенил] -3,6-ди (2-пиридил) пиазрин (VS400), (E,E)-2,5-бис [2-(4-N,N-дипропиламинофенил) этенил] -1,4-дицианобензин (VS401), (E,E,E,E)-2,5-бис [2-(4-(2-(4-N,N-дипропиламинофенил) этенил) фенил) -этенил] -пиазрин (VS420), 3,6-дифенил-2-(4-N-карбазоластирил) -5-бис-(4-N,N-дипропиламиностирил)пиазрин (VS366), 2-(4-гексилоксистирил)-3,6-дифенил-2-(4-N,N-дипропиламиностирил)пиазрин (VS362), (E,E)- бис [2-(4-гексилоксифенил) этенил] - (E,E)-3,6-бис-[2-(4-N,N-дипропиламино-фенил) этенил] пиазрин (VS397) и (E,E,E,E)-2,3,5,6-тетра-[2-(4-гексилоксифенил) этенил] пиазрин (VS398) [8].

В работе использовались растворители степени чистоты «для спектроскопии» производства фирмы Merck. При электрооптических измерениях использовался 1,4-диоксан фирмы Acros Organics (NJ) с содержанием воды меньше 50 ppm. Стационарные спектры поглощения и флуоресценции измерялись на спектрофотометре Shimadzu UV 2501PC и спектрофлуориметре Perkin Elmer в 1-см кюветах. Концентрация красителей в растворах составляла $2 \cdot 10^{-6}$ М. Спектрофлуориметрические измерения осуществлялись при температуре 20 – 23 °С.

Дипольные моменты измерены с помощью электрооптического абсорбционного метода (ЭОАМ) на установке Института физической химии университета им. Й. Гутенберга, г. Майнц [8 – 9]. На рисунке 1 приведены спектр поглощения (сплошная линия) и электрооптические спектры поглощения олигофениленвинилена VS397 в 1,4-диоксане, из которых рассчитывались дипольные моменты по методике, описанной в [8 – 9]. Проведенные исследования показали, что дипольный момент в основном равновесном состоянии μ_g , изменение вектора дипольного момента после возбуждения во франк-кондоновское состояние $\Delta^a \mu$, дипольный момент в возбужденном франк-кондоновском состоянии μ_e^{FC} и дипольный момент перехода m_a параллельны. В таблице 1 приведены значения дипольных моментов олигофениленвиниленов.

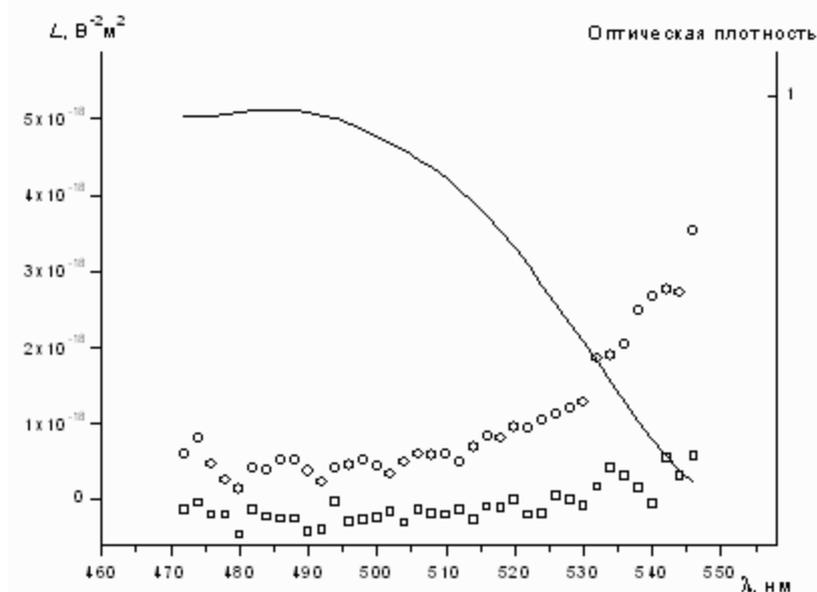


Рисунок 1 – Спектр поглощения (сплошная линия) и электрооптические спектры поглощения олигофениленвинилена VS397 в 1,4-диоксане для двух значений угла $\chi = 0^\circ$ (кружки) и 90° (квадраты) между направлением внешнего электрического поля и направлением поляризации падающего света

Таблица 1 – Значения дипольных моментов олигофениленвиниленов в 1,4-диоксане при T=298 K, $m \parallel \mu_g \parallel \Delta \mu$

Соединение и спектральная область ЭОАМ	$\mu_g/(10 - 30 \text{ C m})$	$\Delta \mu/(10 - 30 \text{ C m})$	$\mu_{FC}/(10 - 30 \text{ C m})$
VS 365 496 – 430 nm	$4,9 \pm 0,1$	$32,0 \pm 0,3$	$36,9 \pm 0,3$
VS 203 510 – 440 nm	$4,4 \pm 0,2$	$42,6 \pm 2$	$47,0 \pm 2$
VS 400 516 – 448 nm	$3,5 \pm 0,5$	$37,8 \pm 1,5$	$41,3 \pm 1,5$
VS 401 520 – 440 nm	$4,6 \pm 0,3$	$40,2 \pm 1,8$	$44,8 \pm 1,8$
VS 420 508 – 440 nm	$3,6 \pm 0,4$	$44,1 \pm 4$	$47,7 \pm 4$
VS 366 512 – 450 nm	$15,4 \pm 0,3$	$48,3 \pm 2$	$63,7 \pm 2$
VS 362 504 – 430 nm	$7,6 \pm 0,2$	$35,8 \pm 5$	$43,4 \pm 5$
VS 397 550 – 470 nm	$6,1 \pm 0,1$	$11,9 \pm 1,0$	$18,0 \pm 1,0$
VS 398 550 – 470 nm	$3,4 \pm 0,3$	$8,2 \pm 2,5$	$11,6 \pm 2,5$

Наиболее принципиальным результатом, полученным в данной работе, является то, что дипольный момент центрально симметричных молекул в основном равновесном состоянии μ_g не равен нулю, а изменение дипольного момента при переходе в возбужденное франк-кондоновское состояние является значительным (таблица 1). Тот факт, что μ_g не равен нулю, может быть объяснен тем, что одна или несколько концевых функциональных групп молекул находятся вне плоскости или не на одной оси с центральной частью квадрупольных и октупольных олигофениленвиниленов.

Квантово-механические расчеты, выполненные в данной работе по методике описанной в [10], подтверждают, что конфигурация молекул не является плоской. Вследствие изменения геометрии молекул красителя в основном состоянии $\pi - \pi$ сопряженная система локализуется на наиболее плоской части молекулы и в соответствии с теорией [11] эта часть молекулы ответственна за поглощение света. Эффект локального возбуждения молекул вызывает значительное изменение дипольного момента центрально симметричных олигофениленвиниленов после возбуждения (таблица 1) вследствие эффективного переноса электрона с одной или нескольких концевых гексилокси или дипропиламино донорных групп на центральную акцепторную пиразиновую группу.

В соответствии с теорией [12], изменение дипольного момента после перехода в возбужденное состояние обуславливает длинноволновый сдвиг электронных спектров растворов сложных органических соединений при увеличении полярности растворителя. В качестве примера на рисунке 2 приведены спектры поглощения и флуоресценции (E,E)-бис[2-(4-гексилоксифенил)этинил]-(E,E)-3,6-бис-[2-(4-N,N-дипропиламино-фенил)этинил]пиразина (VS397). Из рисунка видно, что спектры поглощения и флуоресценции претерпевают значительное длинноволновое смещение, которое не сопровождается какими либо существенными изменениями их формы.

В литературе имеется еще одно объяснение эффекта локального возбуждения центрально симметричных молекул, которое базируется на механизме электронно-колебательного взаимодействия [13]. В случае центрально симметричных молекул олигофениленвиниленов подобный механизм также не может быть исключен из рассмотрения, так как эффект локального возбуждения имеет место даже для жестких квадрупольных молекул, которые не могут изменять свою геометрию [10]. Для выяснения роли обоих механизмов, определяющих большие значения μ_g и $\Delta \mu$ для олигофениленвиниленов, требуются дополнительные исследования, включающие измерения дипольных моментов молекул красителей в равновесном возбужденном состоянии.

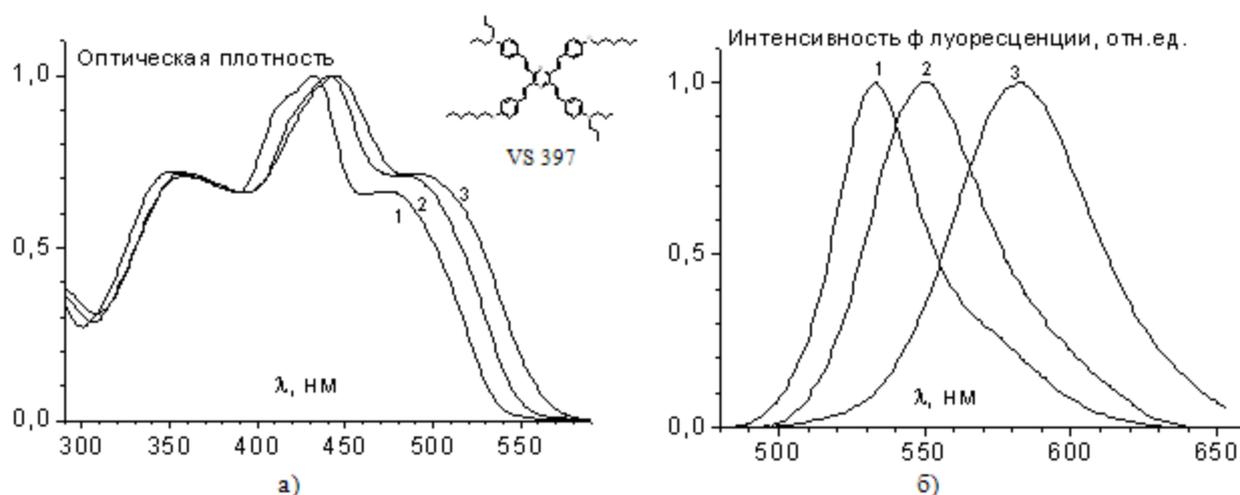


Рисунок 2 – Стационарные спектры поглощения (а) и флуоресценции (б) олигофенилен-винилена VS 397 в циклогексане (1), толуоле (2) и дихлорметане (3)

Значения дипольных моментов в основном равновесном состоянии олигофениленвиниленов составляют $3.4 \cdot 10^{-30}$ Кл·м – $15.4 \cdot 10^{-30}$ Кл·м и увеличиваются при возбуждении во франк-кондоновское состояние на $8.2 \cdot 10^{-30}$ Кл·м - $48.3 \cdot 10^{-30}$ Кл·м. Проведенные квантово-химические расчеты показывают, что конфигурация молекул не является плоской. Вследствие такой геометрии соединений π - π сопряженная система локализуется на наиболее плоской части красителей и эта часть молекулы ответственна за поглощение света в области 300-450 нм. Эффект локального возбуждения красителей обуславливает значительное изменение их дипольного момента и значительный длинноволновой сдвиг их электронных спектров.

Список литературы

- Burroughes, J.H., Bradley, D.D.C., Brown, A.R., Marks, R.N., Mackay, K., Friend, R. H., Burn, P.L., Holmes, A.B. // Nature – 1990. – V. 347. – P. 539 – 541.
- Goodson, T., Li, W., Gharavi, A., Yu, L. // Adv. Mater. – 1997. – V. 9. – P. 639 – 643.
- Mullen, K., Wegner, G. Electronic Materials: The Oligomer Approach, Wiley-VCH: Weinheim, New York, 1998. – 630 p.
- Gierschner, J., Ehni, M., Egelhaaf, H-J., Millian, B., Beljonne, D., Benmansour, H., Bazan, G.C. // J. Chem. Phys. – 2005. V. 123. – P. 144914-1 – 144914-9.
- Mathy, A., Ueberhofen, K., Schenk, R., Gregorius, H., Garay, R., Mullen, K., Bubeck, C. // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 53. – P. 4367 – 4376.
- Gurge, R. M., Hickl, M., Krause, G., Lahti, P. M., Hu, B., Yang, Z., Karasz, F.E. // Polym. Adv. Technol. – 1998. – V. 9. – P. 504 – 510.
- Strehmel, B., Sarker, A. M., Detert, H. // ChemPhysChem. – 2003. – V. 4. – P. 249 – 259.
- Nemkovich, N.A., Baumann, W. // J. Photochem. Photobiol. A: Chemistry. – 2007. – V. 185, №1. – P. 26 – 31.
- Nemkovich, N.A., Detert, H., Schmitt, V. // Chem. Phys. – 2010. – V. 378. – P. 37 – 41.
- Немкович, Н.А., Крученюк, Ю.В., Собчук, А.Н., Детерт, Х., Вробель, Н., Чернявский, Е.А. // Опт. Спектр. – 2009. – Т. 107. – С. 288 – 295.
- Liptay, W., Wortman, R., Schaffrin, H., Burkhard, O., Reitingner, W., Detzer, N. // J. Chem. Phys. – 1998. – V. 120. – P. 429 – 438.
- Сольвахромиа: проблемы и методы / под ред. Н.Г. Бахшиева. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989. – 320 с.
- Terenziani, F., Painelli, A., Katan, C., Charlot, M., Blanchard-Desce, M. // J. Am. Chem. Soc. – 2006. – V. 128. – P. 15742 – 15755.

Н.А. Немкович, Ю.В. Крученюк, А.Н. Рубинов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, N.Nemkovich@ifanbel.bas-net.by.

Х. Детерт – Институт органической химии университета Й. Гутенберга, Майнц.

В.А. Пишипович, А.М. Поликанин, А.И. Конойко

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ РЕЛЬЕФНО-ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Введение некоторых неорганических фотохимически активных солей, в природные или полимерные матрицы, позволяет получать светочувствительные композиции (СК), в которых протекают фотохимические реакции под действием активирующего излучения. В таких СК оптическим или голографическим способом могут быть получены периодические неоднородности показателя преломления, что позволяет модулировать спектральные и пространственно-временные характеристики зондирующего оптического излучения и использовать их для создания различных приборов.

Основными целями, поставленными в данной работе, являлись; разработка светочувствительной композиции; изучение ее фотохимических свойств; разработка способа получения оптических элементов

В работе предложена технология создания светочувствительной термопроявляемой пленочной композиции (СК) на основе комплексных фотохимически активных неорганических солей (фотоинициатор) – (ФИ), диспергированных в водорастворимом полимерном связующем (матрица) – (М). В экспериментах композиция использовались в виде тонких, толщиной 10 – 15 мкм, пленок, нанесенных на прозрачные подложки, как модельная среда для отработки технологии получения различных оптических элементов, в частности голографических решеток (ГР) [1].

В основе формирования голограмм на предлагаемой СК лежит фотохимическое разложение фотоинициатора с достаточно высоким квантовым выходом с последующей модификацией продуктами его фотолиза окружающей матрицы, вследствие протекания темновых постэкспозиционных реакций.

Наличие у фотоинициатора узкой полосы переноса заряда с лиганда на металл (ППЗМ) в области 280 – 340 нм с максимумом на 328 нм позволяет использовать для записи голограмм азотный лазер ЛГИ-21 ($\lambda = 337,1$ нм). Кроме этого позволяет работать с СК в условиях сильных фоновых засветок неактивирующего излучения.

Интенсивность ППЗМ падает при облучении, а темновые процессы ведут к росту интенсивности полос в видимой области спектра, за счет модификации матрицы. Изменения, вызываемые активирующим излучением могут быть усилены при прогреве пленок. Расчитанная энергия активации процесса термопроявления составляет $\sim 19,46$ ккал/моль.

Запись ГР проводили по двухлучевой схеме с ахроматизацией полос в квазинепрерывном режиме в реальном масштабе времени с использованием кварцевой оптики. Для зондирования голограмм использовали неактивное для композиции излучение лазера ЛГ-38 (632,8 нм). Дифракционная эффективность (η), сформированной голограммы не превышает величину 0,03 %.

Нагревание экспонированной СК ускоряет процесс роста величины η , которая зависит от температуры и продолжительности прогрева. После прогрева СК с записанной решеткой наблюдается рост оптической плотности в узлах сформированной интерференционной картины, при этом величина η вырастает на 1-2 порядка. Полученную решетку на СК можно классифицировать как амплитудно-фазовую. Амплитудную модуляцию дифрагированной волны определяет изменение величины оптической плотности в матрице на длине волны восстановления голограммы. Вариации

показателя преломления происходят за счет уменьшения концентрации ФИ при фотолизе и за счет образования химических фрагментов матрицы.

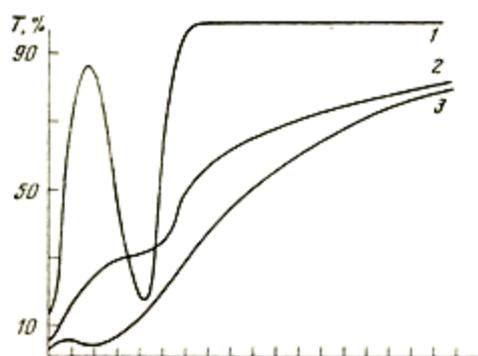


Рисунок 1 – Спектры пропускания пленок СК с комплексом [ФИ] 1 – исходный, 2 – после УФ-облучения при 22°, 3 – после нагревания облученной пленки при 120° 10 мин

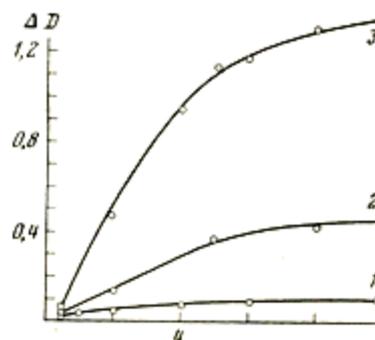


Рисунок 2 – Характер изменения оптической плотности, измеренной при $\lambda=400$ нм, предварительно УФ-облученных в течение 2 мин пленок при температурах: 1 – 50; 2 – 80; 3 – 100 °С (по оси ординат – разность между наведенной и исходной величинами оптической плотности)

Микроскопическими исследованиями подтверждено, что при воздействии на СК УФ-излучением, а в большей степени при последующем прогреве, в экспонированных местах происходит уменьшение толщины эмульсии, т.е. образование рельефа. Наибольшая величина рельефа (h) при облучении УФ-лазером равна 0,01 – 0,03 мкм, а при термопроявлении (за время не более 1 минуты, когда величина плотности вуали (D_0) еще низка) она увеличивается почти на порядок (до $\sim 0,1$ мкм).

Нами предложен способ увеличения высоты рельефа на СК. Суть способа заключается в том, что после экспонирования СК и их последующего прогрева образцы обрабатываются в фиксирующем растворе. При этом происходит удаление неокрашенной формы из объема слоя, причем уменьшение массы фотоинициатора интенсивнее происходит в местах с низкой оптической плотностью (в пучностях интерференционной картины). В узлах решетки из-за образования поперечных связей в матрице в процессе термопроявления скорость растворения фотоинициатора низка.

Для оценки эффективности предложенных операций были введены коэффициенты K_1 , K_2 и K_3 . Коэффициент $K_1 = \eta_f / \eta_0$ выражает отношение величины дифракционной эффективности, полученной после фиксации, к дифракционной эффективности голограммы, полученной в процессе экспонирования при заданных экспозициях. $K_2 = \eta_f / \eta_t$ – отношение величин η , полученных после фиксации и термопроявления; $K_3 = \eta_t / \eta_0$ – отношение величин η после операций термопроявления и экспонирования. На рисунке 1 представлены кривые зависимостей коэффициентов K_1 – K_3 от экспозиции СК УФ-лазером.

Приведенные коэффициенты усиления дифракционной эффективности не являются критерием к выбору оптимальных режимов термопроявления и фиксации, если ориентироваться на достижение высоких значений дифракционных эффективностей голографических решеток, однако показывают, что в процессе фиксации и термопроявления можно добиться значительного улучшения параметров записи, достигаемых на стадии экспонирования.

Аналогичный процесс происходит на слоях негативных фоторезистов, когда при проявлении скрытое изображение, созданное на стадии экспонирования, трансформируется в соответствующий градиентам оптического поглощения рельеф. Известно, что способность материала формировать рельефное изображение в зависимости от протекающих в нем фотохимических реакций и режимов проявления выражается характеристической кривой $h = f(\lg H)$, где h – высота рельефа, H – экспозиция. На рис. 2, крив. 4, приведена зависимость изменения высоты рельефа

дифракционной решетки, сформированной в процессе записи термопроявления и фиксирования, от времени экспозиции азотным лазером. В результате процесса фиксирования высота рельефа формируемой дифракционной решетки увеличивается, что влечет за собой рост дифракционной эффективности. Резкое уменьшение величины η связано с уменьшением глубины модуляции.

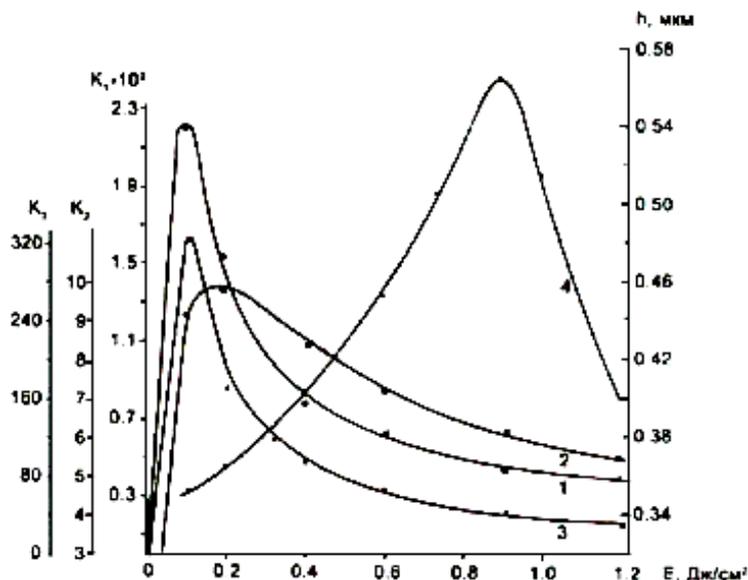


Рисунок 2 – К оценке эффективности способа получения голографических расщепителей: относительное увеличение дифракционной эффективности голограммы, записанной на СК, после операций:

1 – экспонирование – термопроявление – фиксирование ($K_1 = \eta_f / \eta_0$); 2 – термопроявление – фиксирование ($K_2 = \eta_f / \eta_t$); 3 – экспонирование – термопроявление ($K_3 = \eta_t / \eta_0$); 4 – изменение высоты рельефа дифракционной решетки после операций экспонирования, термопроявления, фиксирования от экспозиции излучения азотного лазера

На основе СК возможна запись амплитудных и рельефно-фазовых и фазовых голограмм и получение планарных оптических элементов и брэгговских решеток.

СК применялась в экспериментах по созданию электрооптических лазерных затворов (ЭЛЗ) интерференционного типа для модуляции добротности лазерных резонаторов, в которых применяются голографические решетки.

Список литературы

1. Регистрирующая среда для записи голограмм и способ получения рельефно-фазовых голограмм : а.с. 1095800 СССР, МПКЗ G 03 H 1/2, G 03 H 1/4 А.М. Поликанин, Б.А. Будкевич, В.А. Пилипович.
2. Нагибина, И.М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина. – Л.: Машиностроение, 1985. – 332 с.

В.А. Пилипович, А.М. Поликанин, А.И. Конойко – Институт физики имени Б.И. Степанова, НАН Беларуси, Минск, polam@inel.bas-net.by.

УДК 535.36

А.Н. Понявина, Е.Е. Целеш

РАССЕЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦАМИ КРЕМНИЯ С НАНОПОРИСТОЙ УГЛЕРОДСОДЕРЖАЮЩЕЙ ОБОЛОЧКОЙ

Рассеяние оптического излучения аэрозольными и пылевыми частицами является важным источником информации о процессах, происходящих в атмосфере и ближнем космосе. Комплексное

изучение и моделирование рассеивающих свойств частиц неправильной формы, агрегатов и частиц с внутренними нанонеоднородностями может быть эффективным инструментом анализа закономерностей их образования, а также необходимо для разработки оптических методов их дистанционной диагностики [1].

В настоящей работе рассматриваются частицы с приповерхностным нанопористым или наногранулярным слоем, которые моделируются двухслойными сферами. Примером такой топологии являются нанокompозитные оболочки *Si/aC*, которые образуются в результате процессов деструкции приповерхностного слоя частиц кремния и последующего заполнения образовавшихся пор углеродом.

Известно, что при малых концентрациях зерен, инкорпорированных в матрицу, эффективная диэлектрическая проницаемость композитной среды может быть рассчитана из соотношения Максвелла Гарнетта (МГ), из которого после несложных преобразований получаем:

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{2\varepsilon_0(\varepsilon_3 - \varepsilon_0)p_3 + \varepsilon_0(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_0)}{(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_0) - (\varepsilon_3 - \varepsilon_0)p_3}, \quad (1)$$

здесь p_3 и $\varepsilon_3 = \varepsilon'_3 + i\varepsilon''_3$ – концентрация и комплексная диэлектрическая проницаемость материала зерен, соответственно, а $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$ – комплексная диэлектрическая проницаемость материала матрицы, в которую они инкорпорированы. Далее, пользуясь хорошо известным соотношением $\varepsilon_{\text{эфф}} = (m_{\text{эфф}})^2$, можно определить эффективный комплексный показатель преломления композита $m_{\text{эфф}} = n_{\text{эфф}} - ik_{\text{эфф}}$.

Для описания оптических свойств композитной оболочки в широкой области изменения относительных концентраций компонент, составляющих композит, будем использовать новую комбинированную модель эффективной среды (КМЭС). В основе КМЭС лежит вероятностный подход, позволяющий описать особенности структуры композита в области инверсии матрицы, т.е. при сравнимых концентрациях гранулярных фаз в двухкомпонентных композитах. В таких условиях в локальных участках композита с вероятностью w_1 может реализоваться ситуация, когда зерна материала 1 (с диэлектрической проницаемостью ε_1) находятся в матрице из материала 2 (с диэлектрической проницаемостью ε_2), а с вероятностью w_2 – обратная ситуация, когда зерна материала 2 находятся в матрице из материала 1. Тогда усредненное по различным реализациям значение эффективной диэлектрической проницаемости можно определить как:

$$\varepsilon_{\text{эфф}}^{\text{KM}} = w_1 \frac{2\varepsilon_2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)p_1 + \varepsilon_2(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2) - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)p_1} + w_2 \frac{2\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(1 - p_1) + \varepsilon_1(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1) - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(1 - p_1)}, \quad (2)$$

где $w_1 = (1 - p_1^{1/3})^3 / [(1 - p_1^{1/3})^3 + (1 - p_2^{1/3})^3]$, $w_2 = (1 - p_2^{1/3})^3 / [(1 - p_1^{1/3})^3 + (1 - p_2^{1/3})^3]$, p_1 – объемная концентрация вещества ε_1 , $(1 - p_1)$ – объемная концентрация вещества ε_2 .

На этих рисунках 1, 2 приведены результаты расчетов действительной и мнимой частей комплексного эффективного показателя преломления, проведенные с использованием формул (1) и (2) при варьировании концентрации кремния p в композите. Из рисунков видно, что для композита *Si/aC* увеличение содержания углерода приводит к уменьшению эффективного показателя преломления во всей рассмотренной спектральной области. Эффективный коэффициент поглощения при этом возрастает в области длин волн свыше 370 нм и существенно уменьшается в коротковолновой области спектра. Отметим, что различия между КМЭС и МГ проявляются в области концентраций *Si* свыше 0,3 и наиболее значительны в спектральном интервале 300 – 450 нм. Сопоставление с экспериментом, проведенное в [2] показало, что при значительных концентрациях включений КМЭС имеет преимущества по сравнению с формулой МГ в тех спектральных областях,

где оптические постоянные компонентов композита существенно отличаются друг от друга. Кроме того, КМЭС позволяет описать двухмодовую структуру полосы поверхностного плазмонного резонансного поглощения, возникающей в области инверсии матрицы в плазмонных нанокompозитах. Это важно для углеродсодержащих композитов, которые характеризуются наличием полосы плазмонного поглощения в ультрафиолетовой и терагерцовой области спектра.

Зависимость эффективных оптических постоянных композитной оболочки от относительной концентрации составляющих ее компонент находит свое отражение в эффективности рассеяния и поглощения двухслойными частицами с ядром из кремния и композитной углеродсодержащей оболочкой, которые будем обозначать далее символом $Si@Si/aC$. Так, на рисунке 3 приведены данные о зависимости факторов эффективности ослабления (Q_{ext}), рассеяния (Q_{sca}), и поглощения (Q_{abs}) двухслойных частиц $Si@Si/aC$ на длине волны 600 нм от толщины пористого приповерхностного слоя частицы из кремния при различной степени пористости и, следовательно, различном содержании углерода в оболочке.

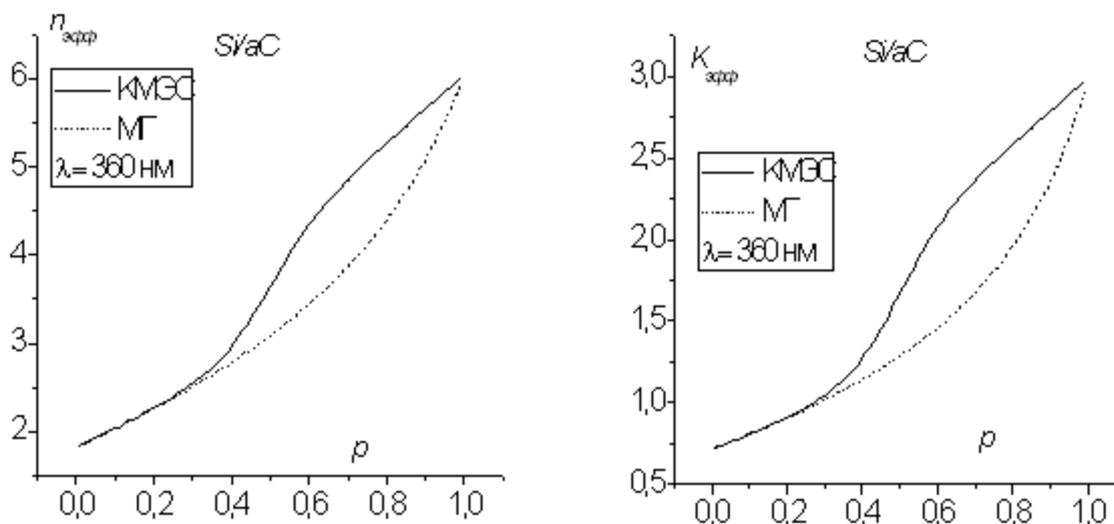


Рисунок 1 – Зависимость действительной (n_{Si}) и мнимой (κ_{Si}) частей эффективного комплексного показателя преломления композитной оболочки Si/aC от концентрации Si для длины волны $\lambda = 360$ нм ($n_{Si} = 6,051857$; $\kappa_{Si} = 2,9898$; $n_{aC} = 1,81446$; $\kappa_{aC} = 0,709467$)

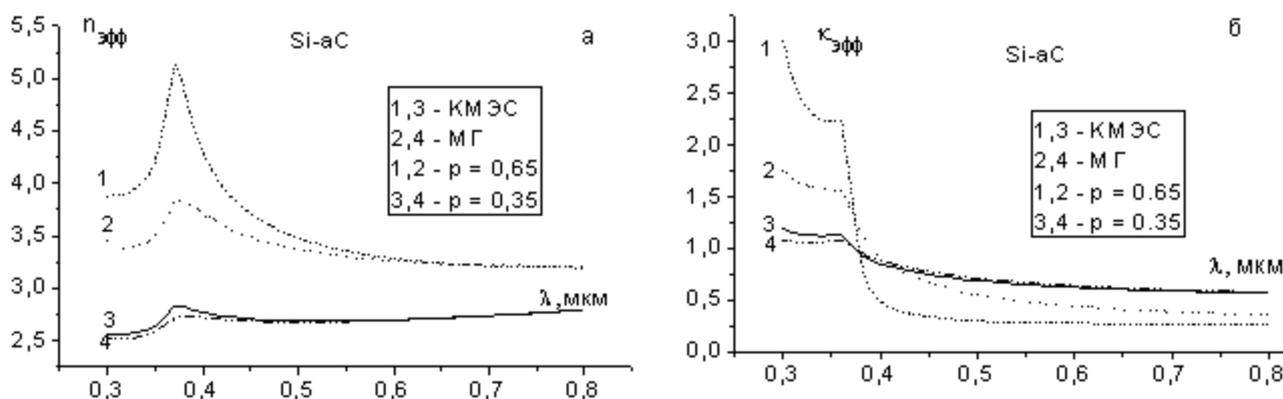


Рисунок 2 – Спектральная зависимость действительной и мнимой частей эффективного комплексного показателя преломления композитной Si/aC оболочки при объемной доле кремния в оболочке 0,65 (кривые 1, 2) и 0,35 (кривые 3, 4). Расчеты проведены в модели МГ (кривые 2, 4) и КМЭС (кривые 1, 3)

Расчеты выполнены с использованием КМЭС и расширенной теории Ми. Как видно из рисунка, изменение толщины композитной оболочки от 10 нм до 500 нм приводит к немонотонно-затухающему изменению факторов эффективности ослабления и рассеяния. При увеличении содержания углерода интервал толщин композитных оболочек, при котором наблюдаются осцилляции Q_{ext} и Q_{sca} , сужается. Это является, по-видимому, следствием отмеченного выше возрастания эффективного коэффициента поглощения.

Влияние объемного содержания углерода в композитной оболочке наиболее сильно проявляется при промежуточных значениях толщин оболочек. Кроме того, как показали расчеты, увеличение толщины оболочки приводит к некоторому смещению области сильных осцилляций Q_{sca} в длинноволновый спектральный диапазон.

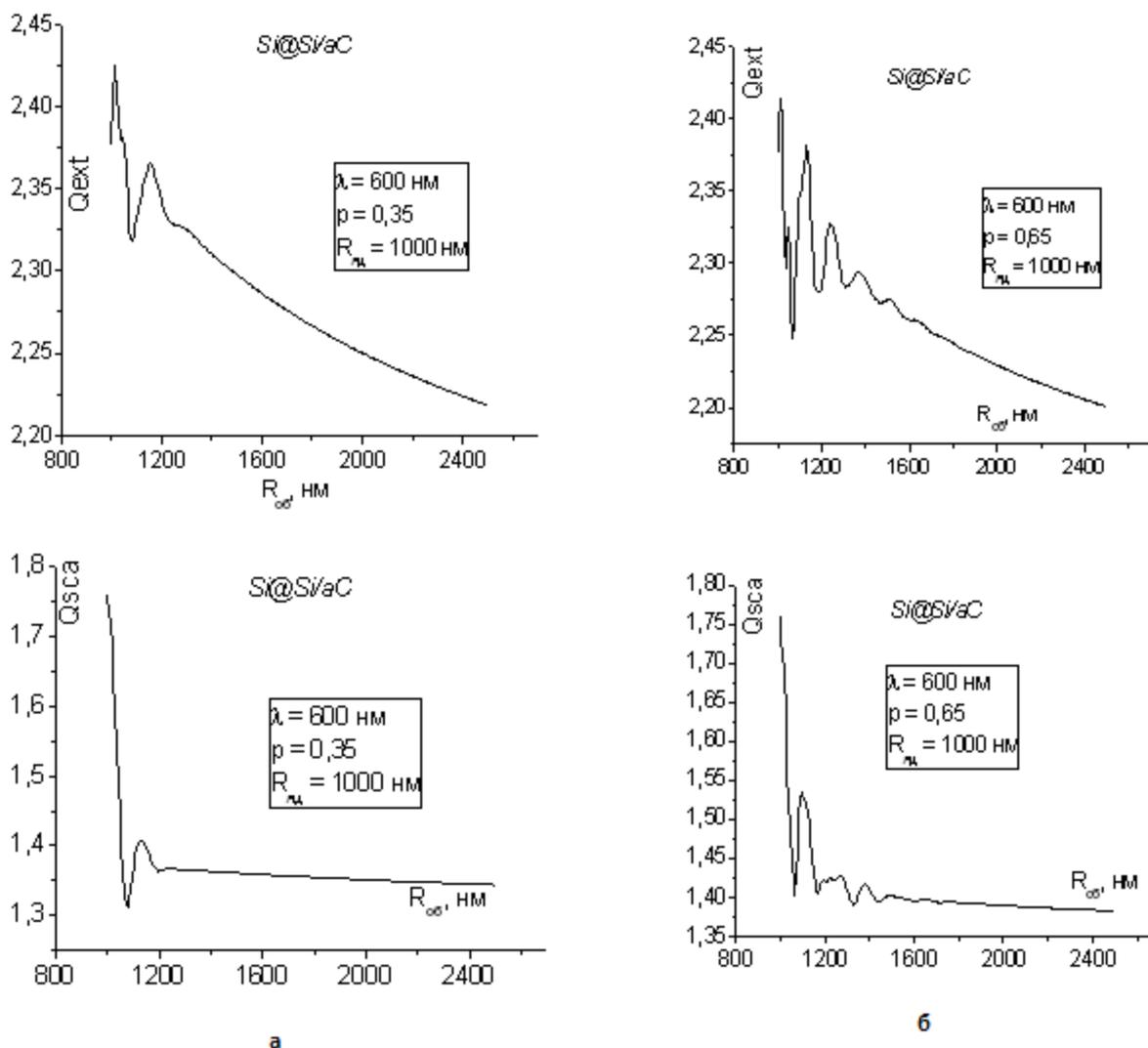


Рисунок 3 – Зависимость факторов эффективности ослабления и рассеяния на длине волны 600 нм от радиуса оболочки $R_{об}$ для частиц $Si@Si/aC$ при $p = 0,35$ (а) и $0,65$ (б)

С использованием комбинированной модели эффективной среды и расчетов на основе расширенной теории Ми установлена зависимость оптических сечений пылевых частиц кремния с углеродсодержащим приповерхностным слоем от размеров их ядра, толщины и степени пористости оболочки, что может быть применено при мониторинге нанокompозитных пылевых частиц вулканического и техногенного происхождения.

Список литературы

1. Polarimetric Detection, Characterization, and Remote Sensing / Ed. by M.I. Mishchenko, Ya.S. Yatskiv, V.K. Rosenbush, G. Videen: Springer. – Netherlands, 2011.
2. Понявина, А.Н., Качан, С.М., Целеш, Е.Е. Эффективные оптические постоянные композитных материалов с произвольной объемной концентрацией нановключений // Журн. прикл. спектр., в печати.

А.Н. Понявина, Е.Е. Целеш – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, ponyavina@imaph.bas-net.by.

УДК 535.37 + 535.34:541.14

М.П. Самцов, С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, Л.С. Ляшенко, Д.С. Тарасов,
А.С. Сташевский, Е.С. Воропай

ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ В РАСТВОРАХ

Специфические фотофизические свойства катионных полиметиновых красителей обусловили их широкое использование в качестве биологических меток различных применений [1], возможно их использование в качестве фотосенсибилизаторов для фотохимиотерапии рака [2]. Механизм фототоксичности этого класса соединений выходит за рамки схемы, в которой повреждение опухолевых клеток обусловлено исключительно образованием синглетного кислорода [3]. Как установлено в [4, 5] индотрикарбоцианиновые красители в раковых клетках локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью и находятся преимущественно в виде контактных ионных пар. Это обстоятельство и данные о сохранении фототоксичности индотрикарбоцианиновых красителей в гипоксических условиях [2] позволили предположить в качестве стартового механизма повреждения раковых клеток фотоиндуцированное образование свободных радикалов вследствие переноса заряда в контактных парах. Подтверждением реализации процесса переноса заряда в контактных парах с образованием свободных радикалов явились результаты исследования спектров нестационарного поглощения красителя НТС с противоионами йод и перхлорат в малополярном дихлорбензоле и полярном этаноле [6]. Нестационарный спектр красителя в дихлорбензоле интерпретирован как суперпозиция спектра поглощения из возбужденного электронного состояния нейтральных молекул и спектра поглощения образующихся практически без временной задержки свободных радикалов [6].

Объекты и методики исследований. Объектом исследований выбран индотрикарбоцианиновый краситель НТС с противоионом бром. В качестве растворителей использовались сильнополярный этанол и слабополярный *o*-дихлорбензол (ДХБ), которые были очищены по стандартным методикам [7].

Спектры флуоресценции и возбуждения флуоресценции, степень поляризации флуоресценции регистрировались с помощью спектрофлуориметра Fluorolog фирмы Spex. Электронные спектры поглощения зарегистрированы с помощью спектрофотометра PV 1251A фирмы Solar. Кинетика затухания флуоресценции красителей в наносекундном диапазоне анализировалась с помощью разработанного в лаборатории спектроскопии НИИ ПФП импульсного спектрофлуорометра [8]. Квантовый выход фотодеструкции (Ф) красителей определялся по методике, описанной в работе [9].

Люминесценцию синглетного кислорода в спектральной области 1270 нм регистрировали с помощью установки, созданной в лаборатории фотоники молекул Института физики НАН Беларуси [10]. Для возбуждения красителей использовано излучение полупроводникового лазера с $\lambda = 667$ нм. Методика проведения эксперимента подробно описана в работе [11]. Квантовый выход образования

синглетного кислорода γ_{Δ} определяли относительным методом. В качестве эталона использован 5, 10, 15, 20-тетракис(4-N-метилпиридил)порфирин в этаноле ($\gamma_{\Delta} = 0,77 \pm 0,04$) [12, а в дихлорбензоле – тетрафенилпорфин, для которого $\gamma_{\Delta} = 0,74 \pm 0,05$.

Нестационарные спектры поглощения регистрировались с использованием фемто-секундного спектрометра [13], в основе которого лежит оригинальный генератор фем-тосекундных импульсов на Ti: Sp [14], синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd: YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью. Данная система позволяет получать с частотой 10 Гц перестраиваемые в спектральном диапазоне 760 – 820 нм импульсы длительностью ~ 150 фс и энергией до 1 мДж. Полуширина кросскорреляционной функции для всех длин волн зондирования составляла ~ 350 фс. Минимальное регистрируемое изменение оптической плотности для каждой позиции линии задержки при условии усреднения сигналов по 100 импульсам составляет порядка $0,5 - 10^{-3}$.

Результаты и их обсуждение. В результате исследования установлено, что введение тетрабутил аммоний бромида (ТБАБ) в этанольные растворы в концентрации вплоть до 10^{-2} М не вызывает изменений в спектрально-люминесцентных и фотофизических свойствах красителя (таблица 1). В малополярном дихлорбензоле введение 10^{-2} М ТБАБ приводит к смещению спектров поглощения и флуоресценции в коротковолновую область, увеличению их полуширин (таблица 1). Последнее сопровождается падением квантового выхода флуоресценции и времени жизни флуоресценции. Квантового выхода фотодеструкции увеличивается в 3 раза при введении соли, а также увеличение в 1,5 раза квантового выхода образования синглетного кислорода. Генерация синглетного кислорода исследованными соединениями осуществляется по механизму передачи энергии возбуждения от молекул красителя в триплетном состоянии [15]. В связи с этим, увеличение выхода образования $^1\text{O}_2$ в дихлорбензоле при введении дополнительной соли свидетельствует о соответствующем увеличении выхода молекул НИТС в триплетное состояние.

В дихлорбензоле молекулы исследованных НИТС находятся в состоянии контактных ионных пар [6]. Поэтому увеличение выхода молекул в триплетное состояние в дихлорбензоле и неизменность этого параметра в этанольном растворе при введении ТБАБ является свидетельством уменьшения расстояния между катионом красителя и бромом, вследствие проявления эффекта тяжелого атома [16, 17]. Таким образом, регистрируемые существенные изменения фотофизических и фотохимических свойств НИТС в малополярном дихлорбензоле, при их неизменности в высокополярном этаноле, указывает на то, что введение ТБАБ приводит к смещению динамического равновесия в сторону увеличения доли контактных ионных пар с более близкими расстояниями между ионами.

Таблица 1 – Фотофизические свойства красителя НИТС(Br) в растворах

Растворитель	λ_{\max}^{abs} , нм	$\Delta\lambda^{abs}_{1/2}$, нм	λ_{\max}^f , нм	$\Delta\lambda^{f}_{1/2}$, нм	τ , нс	ϕ_f	Φ	γ_{Δ}
ДХБ	768	54	795	45	1,8	0,42	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-2}$
ДХБ 10-2М ТБАБ	763	67	791	59	1,6	0,34	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$
Этанол	742	53	773	48	1,4	0,28	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
Этанол 10-2М ТБАБ	742	53	773	48	1,4	0,28	$4,7 \cdot 10^{-7}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$

Примечание – λ_{\max}^f – длина волны максимума флуоресценции; $\Delta\lambda_{1/2}^f$ – полуширина спектра флуоресценции; λ_{\max}^{abs} – длина волны максимума поглощения; $\Delta\lambda_{1/2}^{abs}$ – полуширина спектра

поглощения; τ – время жизни молекул в первом возбужденном синг-летном состоянии, зарегистрировано в максимуме спектра флуоресценции; ϕ_f – квантовый выход флуоресценции; Φ – квантовый выход фотодеструкции; γ_{Δ} – квантовый выход генерации синглетного кислорода.

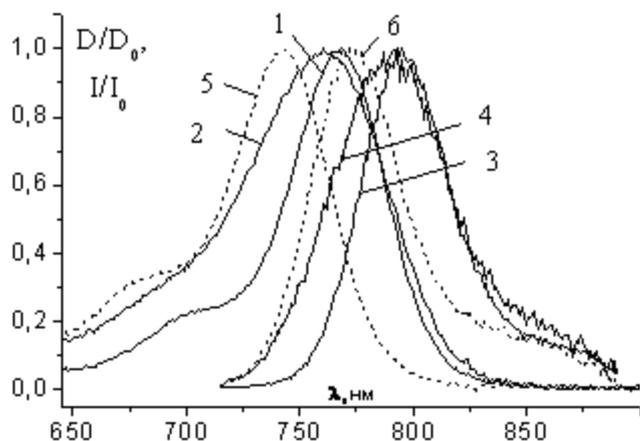


Рисунок 1 – Спектры поглощения (1, 2, 5) и флуоресценции (3, 4, 6) красителя НТС(Br) в этаноле (5, 6); в дихлорбензоле (1-4) и при введении 10^{-2} М тетрабутиламмоний бромида (2, 4)

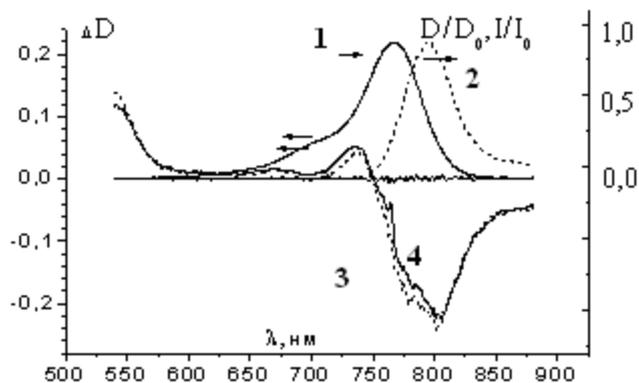


Рисунок 2 – Спектры нестационарного поглощения НТС(Br) в ДХБ (4) и при введении 10^{-2} М тетрабутиламмоний бромида (3). Стационарные спектры поглощения (1) и флуоресценции (2)

В этаноле введение ТБАБ в концентрации 10^{-2} М не вызывает каких-либо изменений и в нестационарных спектрах поглощения НТС. В малополярном дихлорбензоле введение ТБАБ приводит к увеличению вклада дополнительной полосы с $\lambda_{\text{макс}} = 736$ нм, обусловленной поглощением свободных радикалов, в нормированном на возбуждение (пересчитанный на одинаковое количество возбуждаемых молекул) спектр нестационарного поглощения НТС(Br) (рисунок 2). При этом, как отмечалось выше, только в малополярных растворителях введение ТБАБ вызывает падение квантового выхода и времени жизни флуоресценции красителя. Пропорция изменений примерно соответствует увеличению интенсивности новой полосы. Полученные результаты свидетельствуют о росте числа радикалов при введении в малополярные растворители дополнительной соли. Установленная высокая скорость образования радикалов ($k \geq 0,6 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$) при достаточно большом времени жизни S_1 -состояния исследуемого соединения (1,6 нс) объяснена в рамках предположения, что только для некоторой части контактных пар (тесных) практически без задержки, за время действия возбуждающего импульса (~ 150 фс), происходит фотоперенос электрона с аниона на катион красителя НТС⁺ с образованием свободных радикалов $An\cdot$ и НТС \cdot .

Таким образом, на основании сопоставления фотофизических свойств красителя НТС(Br) в малополярном дихлорбензоле и высокополярном этаноле, анализа закономерностей необратимых фотопревращений НТС в обескислороженных и воздухомонасыщенных растворах и данных по фемтосекундной спектроскопии показано, что при фотовозбуждении тесных контактных пар вследствие сверхбыстрого переноса заряда происходит образование свободных радикалов.

Список литературы

1. P. Fortina [et al.] Eur. J. Hum. Genet. – 2000. – V. 8. – P. 884 – 894.
2. Istomin, Y.P., Alexandrova, E.N., Zhavrid, E.A., Voropay, E.S., Samtsov, M.P., Kaplevsky, K.N., Lugovsky, A.P., Lugovsky, A.A. Experimental oncology, 28 (2006) 80 – 82.
3. Delaey, E., Laar, F., Vos, D., Kamuhabwa, A., Jacobs, P., Witte, P. Photochem, J. Photo-biol. B, 55 (2000) 27 – 36.
4. Воропай, Е.С., Самцов, М.П., Каплевский, К.Н., Луговский, А.А. Журн. прикл. спектр. 71 (2004) 168—172.
5. Самцов, М.П., Воропай, Е.С., Мельников, Д.Г., Ляшенко, Л.С., Луговский, А.А., Истомин, Ю.П. Журн. прикл. спектр. 77, № 3 (2010) 438 – 444.

6. Самцов, М.П., Тихомиров, С.А., Буганов, О.В., Каплевский, К.Н., Мельников, Д.Г., Ляшенко, Л.С. Журн. приклад. Спектроскопии, 76 (2009) 830 – 838.
7. Гордон, А. Р. Форд. Спутник химика, Москва, Мир (1976) 541
8. Воропай, Е.С. // Вестник БГУ. Серия 1: Физ. Мат. Информ. № 3 (2002) 7 – 13.
9. Беккер, Г.О. Введение в фотохимию органических соединений. – Ленинград, Химия (1976) 379.
10. Сташевский, А.С., Галиевский, В.А., Джагаров, Б. М. Приборы и методы измерений, 2, № 1 (2011) 25.
11. Каплевский, К.Н., Самцов, М.П., Сташевский, А.С., Галиевский, В.А., Тарасов, Д.С., Воропай, Е.С. Вестник БГУ. Сер.1: Физ. Мат. Информ. № 2 (2012) 7 – 11.
12. Frederiksen, P.K. [et. al.]. J. Am. Chem. Soc. – 2005. – V. 127. – P. 255.
13. Блохин, А.П., Гелин, М.Ф., Буганов, О.В., Дубовский, В.А., Тихомиров, С.А., Толсторожев, Г.Б. Журн. прикл. спектр. – 70 (2003) 66 – 72.
14. Борисевич, Н.А., Буганов, О.В., Тихомиров, С.А., Толсторожев, Г.Б., Шкред, Г.Л. Квантовая электроника, 28 (1999) 225 – 231.
15. Воропай, Е.С., Самцов, М.П. Опт. и спектр. 62 (1987) 64 – 67.
16. Кузьмин, В.А., Дарманиян, А.П., Широкова, В.И., Альперович, М.А., Левкоев, И.И. Изв. АН СССР. Сер. хим. 3 (1978) 581 – 586.
17. Одинокоев, А.В., Базилевский, М.В., Петров, Н.Х., Чибисов, А.К., Алфимов, М.В. Химия высоких энергий, 44, № 5 (2010) 408 – 414.

М.П. Самцов – НИИПФП имени А.Н. Севченко БГУ, samtsov@bsu.by.

Д.С. Тарасов, А.С. Сташевский, С.А. Тихомиров, О.В. Буганов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, tikhomirov@imaph.bas-net.by.

Л.С. Ляшенко, Е.С. Воропай – Белорусский государственный университет, voropay@bsu.by.

УДК 621.37/.39:621.9.048.7

А.Н. Сердюков, Е.Б. Шершнев, Ю.В. Никитюк, С.И. Соколов

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОРАСКАЛЫВАНИЯ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА В РАМКАХ ЛИНЕЙНОЙ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЯ

Высокая термостойкость кварцевого стекла, обусловленная низкими значениями коэффициента линейного термического расширения, вызывает необходимость предварительного нанесения дефекта в обрабатываемом материале. При этом от формы и размера дефекта зависит надежность процесса инициализации лазерно-индуцированной трещины. В связи с этим возникает необходимость проведения моделирования процесса лазерного термораскалывания кварцевых стекол в рамках теории термоупругости и линейной механики разрушения.

Нужно отметить, что определение напряженно-деформируемого состояния еще не указывает, наступило или нет предельное состояние, в качестве которого в нашем случае рассматривается начало развития лазерно-индуцированной трещины. Дело в том, что определение начала развития лазерно-индуцированной трещины предполагает определение критического состояния в соответствии с критериями механики разрушения [1].

В данной работе для моделирования процесса лазерного термораскалывания кварцевого стекла в качестве критерия, определяющего формирование и развитие лазерно-индуцированной трещины, был использован коэффициент интенсивности напряжений [2]. При этом в качестве условий роста лазерно-индуцированной трещины использовались следующие: напряжения в вершине трещины должны быть растягивающими; расчетные значения коэффициента интенсивности напряжений в вершине трещины должны превышать значения критического коэффициента интенсивности напряжений кварцевого стекла.

В механике разрушения коэффициенты интенсивности напряжений являются одним из наиболее важных параметров, характеризующих распределение напряжений около трещин в упругих телах.

Для моделирования процессов термораскалывания целесообразно применение трещины нормального отрыва.

В случае плоской деформации компоненты напряжений и перемещений вблизи трещины типа нормального отрыва определяются по формулам:

$$\sigma_x = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\Theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{3\Theta}{2}\right), \quad (1)$$

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\Theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\Theta}{2} \sin \frac{3\Theta}{2}\right), \quad (2)$$

$$u_x = \frac{K_I}{G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \cos \frac{\Theta}{2} \left(1 - 2\nu + \sin^2 \frac{\Theta}{2}\right), \quad (3)$$

$$u_y = \frac{K_I}{G} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \sin \frac{\Theta}{2} \left(1 - 2\nu + \sin^2 \frac{\Theta}{2}\right), \quad (4)$$

где G – модуль упругости при сдвиге, ν – коэффициент Пуассона, r, Θ – полярные координаты.

Формулы (1)-(4) позволяют определять коэффициент интенсивности напряжений по полю напряжений или перемещений. При этом определение коэффициентов интенсивности напряжений методом конечных элементов по напряжениям или перемещениям называют прямыми методами.

При определении коэффициентов интенсивности напряжений с помощью метода конечных элементов результат будет тем точнее, чем точнее будет определено поле деформаций в окрестности вершины трещины. Так как обычные конечные элементы строят на основе аппроксимации поля напряжений или перемещений с помощью полинома с целыми степенями, то такое моделирование сильно усложняется. Данная проблема решается за счет введением в сетку специальных элементов моделирующих сингулярность напряжений. При этом, необходимую для моделирования поля напряжений у вершины трещины корневую асимптотику можно получить сдвигом узлов изопараметрического элемента в направлении вершины на четверть стороны элемента.

Как уже отмечалось, условиями роста лазерно-индуцированной трещины являются следующие:

- 1) напряжения в вершине трещины должны быть растягивающими;
- 2) расчетный коэффициент интенсивности напряжений в вершине трещины должен превышать критический коэффициент интенсивности напряжений.

В соответствии с выше указанными условиями было выполнено конечно-элементное моделирование процесса термораскалывания кварца с учетом уже существующей в образце трещины, представляющей собой специально нанесенный дефект.

Скорость перемещения обрабатываемого изделия относительно лазерных пучков считалась равной 5 мм/с, а расстояние между центрами зоны лазерного нагрева и зоны охлаждения считалось равным 4,5 мм.

Расчеты проводились для пластины с геометрическими размерами 20×20×0,75 мм. На рисунках 1, 2 представлены графики зависимости температуры и напряжений, действующих перпендикулярно линии разделения.

На рисунке 3 представлен график зависимости коэффициента интенсивности напряжений K_I в вершине трещины, в процессе термораскалывания кварца.

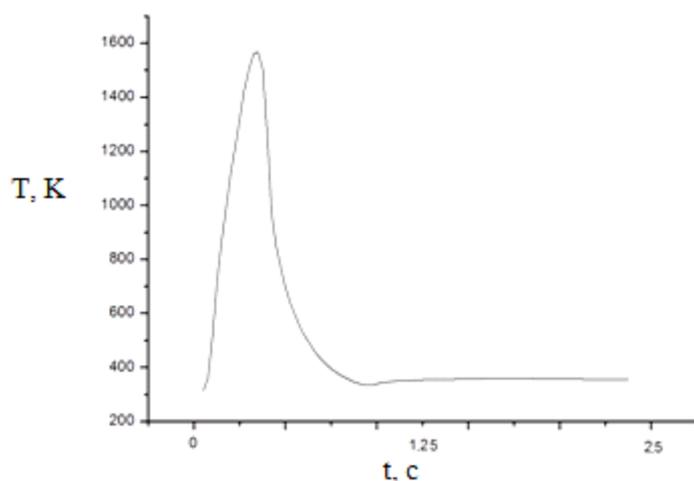


Рисунок 1 – График зависимости температуры в вершине трещины от времени

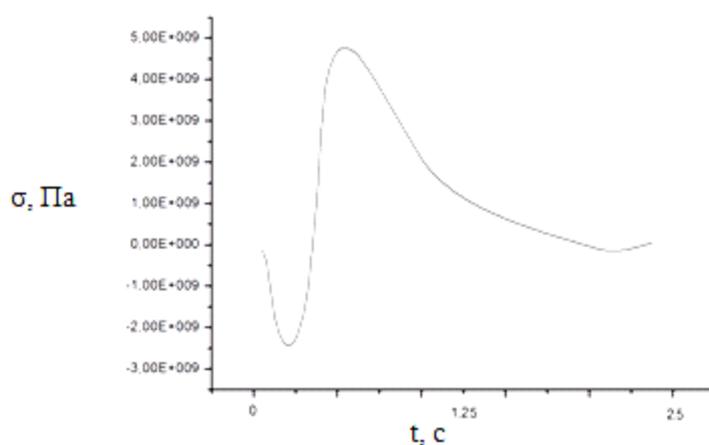


Рисунок 2 – График зависимости напряжений в вершине трещины от времени

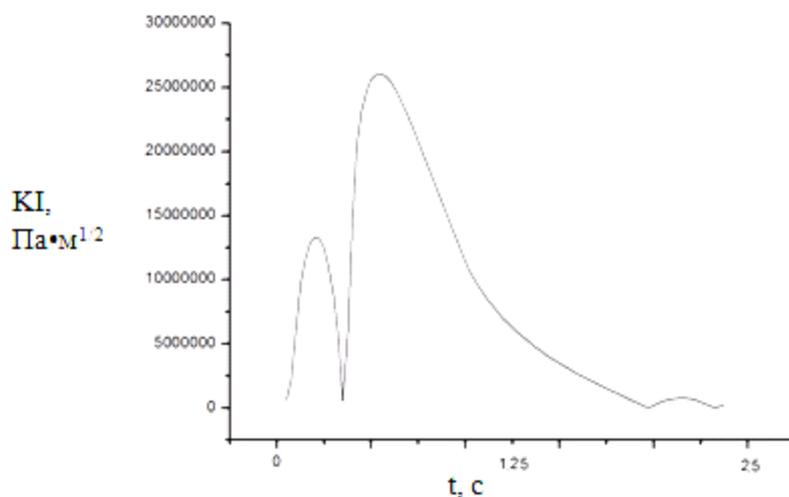


Рисунок 3 – График зависимости коэффициента интенсивности напряжений в вершине трещины от времени

Максимальная температура в вершине трещины достигает 1600 К (рисунок 1), а максимальные значения растягивающих напряжений в вершине трещины – 500 МПа (рисунок 2). Как видно из графика, представленного на рисунке 3, при лазерном термораскалывании кварца в вершине трещины формируются значительные по величине коэффициенты интенсивности напряжений. Далее,

при переходе напряжений из сжимающих в растягивающие, значение коэффициента уменьшается, а затем резко увеличивается. При этом второй максимум значений коэффициентов интенсивности напряжений соответствует уже растягивающим напряжениям в вершине трещины, что означает выполнение обоих необходимых условий для начала развития трещины.

Для моделирования процесса лазерного термораскалывания кварцевого стекла в качестве критерия, определяющего формирование и развитие лазерно-индуцированной трещины, был использован коэффициент интенсивности напряжений. Использование разработанной модели обеспечивает возможность расчета параметров процессов лазерного термораскалывания кварцевого стекла.

Список литературы

1. Морозов, Е. М. ANSYS в руках инженера: Механика разрушения / Е. М. Морозов, А. Ю. Муиземнек, А. С. Шадский. – М.: ЛЕНАНД, 2008. – 456 с.
2. Партон, В. З. Механика разрушения: от теории к практике / В. З. Партон. – М.: Наука, 1990. – 240 с.

А.Н. Сердюков, Е.Б. Шершнев, Ю.В. Никитюк, С.И. Соколов – «Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины», Гомель, sokolov@gsu.by.

УДК 543.424+535.375

С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.Н. Понявина, А.Д. Широканов, Г.П. Шевченко, В.А. Журавков

ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА В КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРАХ В ПРИСУТСТВИИ КОМПЛЕКСОНОВ КАРБОКСИАЛКИЛИРОВАННЫХ АМИНОВ

Химия и физика наноструктурированных материалов, получаемых методами «мокрой» коллоидной химии является активно развивающимся в настоящее время научным направлением, которое получило своё название «нанохимия». Большое количество научных коллективов во всём мире разрабатывает в рамках этого направления методы синтеза различных неорганических соединений, обладающих рядом уникальных физических и химических свойств. В частности, осуществляется синтез наночастиц серебра, которые являются превосходным материалом для создания электронных, оптических, сенсорных устройств нового поколения благодаря редкому сочетанию ценных качеств, таких как: высокоразвитая поверхность, наличие интенсивных полос поглощения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, высокая ёмкость двойного электрического слоя, способность к самоорганизации.

Необходимость повышения эффективности активных плазмонных материалов требует совершенствования методик их приготовления, направленных на снижение негативного влияния полимерных оболочек образующихся в процессе синтеза наночастиц. В [1] предложен метод формирования наночастиц серебра в коллоидных растворах золь серебра в присутствии комплексонов карбоксиалкилированных аминов. Окружение наночастиц может оказывать существенное влияние на динамику релаксационных процессов после возбуждения наночастиц фемтосекундными импульсами. В настоящей работе с использованием фемтосекундного спектрометра исследовались спектрально-кинетические характеристики нелинейно-оптического отклика наночастиц серебра, синтезированных по методу, предложенному в [1].

Синтез водных растворов (золь) серебра осуществляли без восстановителя в присутствии комплексонов ряда карбоксиалкилированных аминов: НТА (нитрилтриуксусная кислота),

Na₂H₂ЭДТА (трилон Б, динатриевая соль этилендиаминтетрауксусной кислоты), ДТПА (диэтиленгтриаминпентауксусная кислота) по следующей методике. При температуре 20 °С смешивали раствор комплексона и щелочь до pH=10,5 – 10,9, перемешивали 20 минут и термостатировали 10 минут при 80 °С. После этого к горячему раствору при интенсивном перемешивании добавляли раствор нитрата серебра. Мольное соотношение лиганд/серебро(I) составляло 1/1,475. Полученные золи перемешивали еще 20 минут при 80°С, после чего золи быстро охлаждали до комнатной температуры. Концентрация серебра в золе составляла 5×10⁻⁴ моль/л. Основные характеристики полученных зольей представлены на рисунке 1.

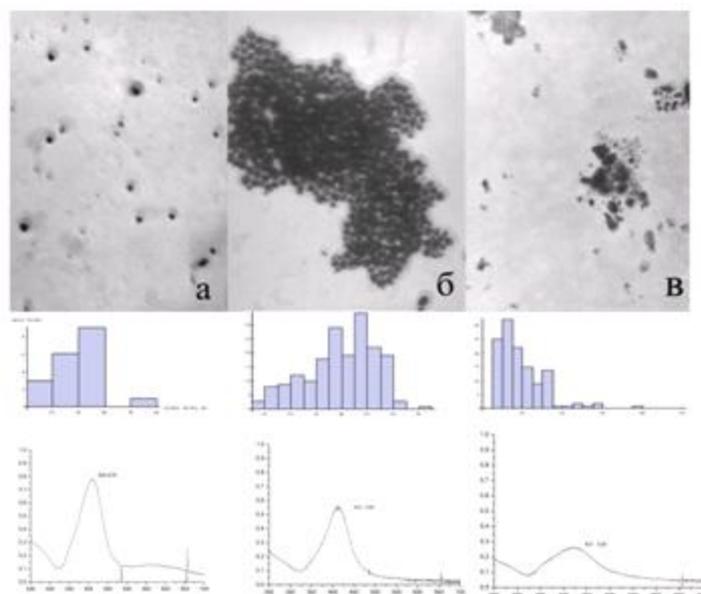


Рисунок 1 – Электронномикроскопические снимки, распределение по размерам частиц в исследуемых золях и их оптические спектры: а) Na₂H₂ЭДТА; б) ДТПА; в) НТА

Измерения спектров наведенных изменений проводились на оригинальном фемтосекундном автоматизированном спектрометре [2]. Эксперименты осуществлены с прокачкой исследуемого раствора через активную зону при различных энергиях накачки (1 мкДж накачки соответствует интенсивности порядка 2×10⁸ Вт/см²). Отклик всех образцов на возбуждение фемтосекундными импульсами оказался качественно одинаковым, поэтому далее приведены данные относящиеся к образцу «а» (трилон Б).

Нестационарные спектры при небольшом уровне накачки (рис. 2а) представляют собой типичную картину изменения плазмонного резонанса под действием возбуждения, заключающуюся в появлении практически без задержки просветления в области максимума полосы плазмонного резонанса и наведенного поглощения на крыльях с характеристическими временами релаксации в 1 – 3 пс [3].

Увеличение интенсивности возбуждения приводит к качественным изменениям в отклике (рис. 2). Наблюдается возникновение дополнительной полосы просветления с характеристическим временем нарастания ~10 пс и максимумом на длинноволновом крыле плазмонного резонанса. Установлено, что дополнительная полоса обладает следующими свойствами:

- 1) время нарастания увеличивается с увеличением энергии накачки (рис. 3);
- 2) затухание данной полосы происходит примерно за 2 нс (рис. 4);
- 3) амплитуда дополнительной полосы с увеличением энергии накачки растет быстрее амплитуды обычной полосы просветления (рис. 5).

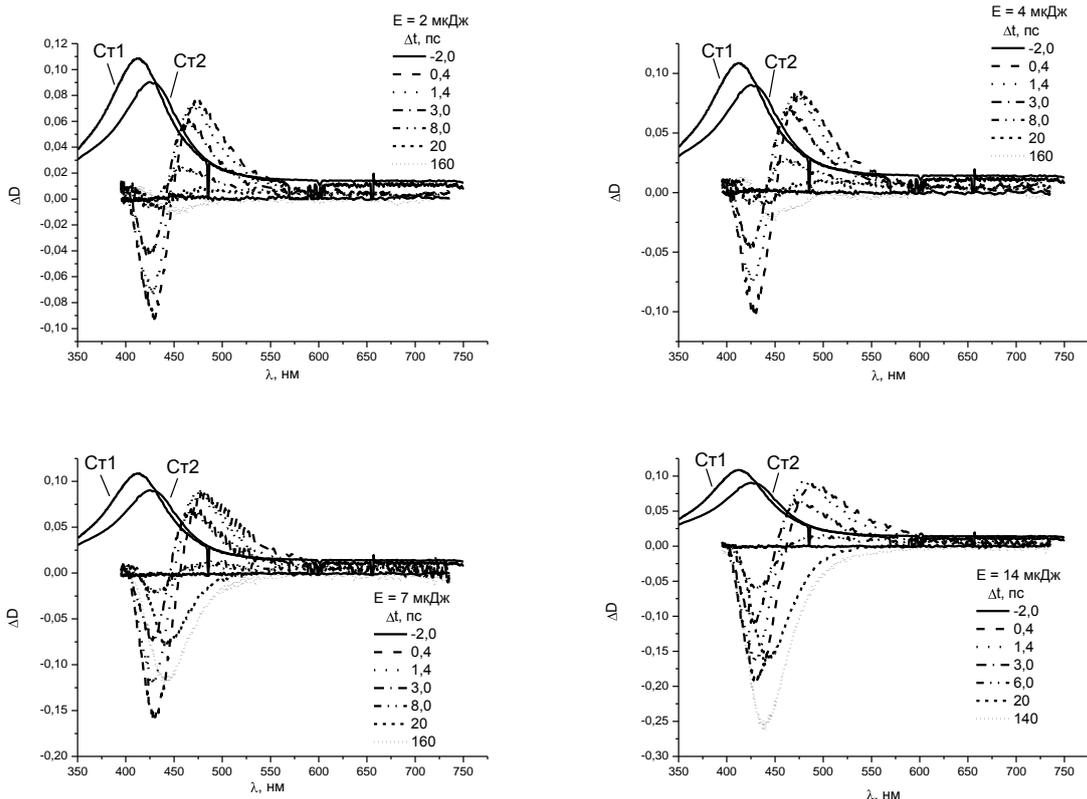


Рисунок 2 – Спектры наведенных изменений на избранных временных задержках при различных энергиях накачки, и уменьшенные в 5 раз стационарные спектры свежего раствора (Ст1) и через месяц после эксперимента (Ст2)

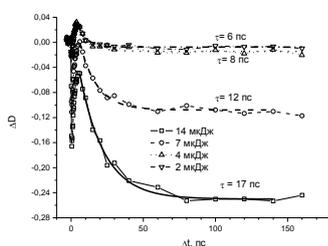


Рисунок 3 – Кинетики DD в максимуме дополнительной полосы просветления при разных энергиях накачки

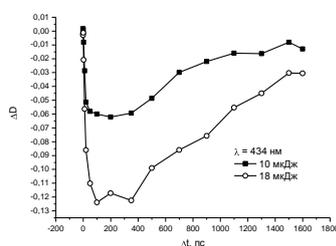


Рисунок 4 – Кинетики DD дополнительной полосы на длинных временных задержках

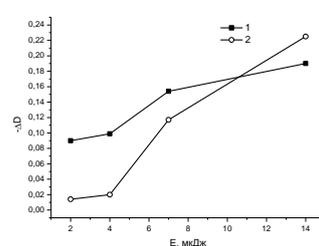


Рисунок 5 – Зависимости амплитуд обычной (1) и дополнительной (2) полос просветления от энергии накачки

Важно отметить, что времена появления дополнительной полосы просветления (десятки пикосекунд) лежат примерно в том же диапазоне, что и характерные времена релаксации избытка энергии наночастицы в окружающую среду. Необходимо также учитывать тот факт, что в нашем случае мы имеем дело с комплексами наночастица-органические молекулы, образуемыми за счет донорно-акцепторных связей.

В качестве рабочей гипотезы для объяснения наблюдаемых экспериментальных фактов можно предположить, что в результате переноса избыточной энергии от наночастицы к комплексам происходит разрыв донорно-акцепторных связей с передачей части электронов от комплексов-

доноров на наночастицу. Это в свою очередь должно вызывать спектральный сдвиг плазмонного резонанса в синюю сторону [3] и, соответственно, приводить (с соответствующей временной задержкой) к образованию сигнала просветления на длинноволновом крыле полосы поверхностного плазмонного резонанса. Обратный процесс восстановления исходных комплексов, на эксперименте проявляемый как исчезновение дополнительной полосы просветления, лежит в существенно более длинно-временном диапазоне (2 нс).

С использованием фемтосекундного спектрометра исследованы спектрально-кинетические характеристики нелинейно-оптического отклика наночастиц серебра в коллоидных растворах в присутствии комплексов карбоксиалкилированных аминов. Обнаружено возникновение дополнительной полосы просветления со временем нарастания несколько десятков пикосекунд с максимумом на длинноволновом крыле плазмонного резонанса. Затухание данной полосы происходит примерно за 2 нс. Наблюдаемые эффекты объяснены в рамках представлений о разрыве и восстановлении связей наночастица – комплексон в ходе процессов релаксации энергии электронного возбуждения.

Список литературы

1. Шевченко, Г.П., Третьяк, Е.В. // Наноструктурные материалы – 2008: (НАНО - 2008): материалы I Межд. науч. конф. – Минск. – С.149 – 150.
2. Блохин, А.П., Гелин, М.Ф., Буганов, О.В., Дубовский, В.Л., Тихомиров, С.А., Толсторожев, Г.Б. Фемтосекундная динамика распада оптически индуцированной анизотропии сложных молекул в газовой фазе // ЖПС. – 2003. – Т. 70. – № 1. – С. 66 – 72.
3. Paul Mulvaney. Surface plasmon spectroscopy of nanosized metal particles // Langmuir. – 1996. – V. 12. – P. 788 – 800.

С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.Н. Понявина, А.Д. Широканов – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, tikhomirov@imaph.bas-net.by.

Г.П. Шевченко, В.А. Журавков – НИИ физико-химических проблем при БГУ.

УДК 535.37: 621.373

С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.Н. Понявина, П.В. Ежов, Л.М. Кохтич, Т.Н. Смирнова

ДИНАМИКА РЕЛАКСАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ, ДОПИРОВАННЫХ ПЛАЗМОННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА*

Среди разнообразных наноматериалов плазмоники важное место занимают тонкие пленки, допированные наночастицами благородных металлов. Характерной особенностью таких наноматериалов является возникновение полос локализованного поверхностного резонанса плазмонного поглощения (ПРПП) в оптической области спектра, а также гигантское усиление локальных электромагнитных полей вблизи поверхности плазмонных наночастиц. Это может быть использовано для целей сенсорики, создания высокопоглощающих антиотражающих покрытий и решения других задач фотоники и оптоэлектроники. Инкорпорирование плазмонных наночастиц в состав фотополлимерных композиций открывает уникальные возможности создания новых типов оптических и лазерных элементов на основе гибких плазмонных нанокомпозитов.

В настоящей работе с использованием фемтосекундного спектрометра исследуются спектрально-кинетические характеристики образцов, представляющих собой хаотически распределенные в полимерной матрице наночастицы (НЧ) серебра, а также полимерную матрицу с

* Работа выполнена при финансовой поддержке ГФФИ Украины (Проект № 41.1/025) и ФФИ Беларуси (Проект №Ф11К-065).

НЧ серебра и внедренными молекулами красителя. Полимерные слои с хаотически распределенными в них плазмонными НЧ изготавливались по методике, описанной в [1], из композиций следующего состава: смесь акриловых мономеров, фотоинициаторы (ФИ), чувствительные в УФ и видимом диапазонах и раствор AgNO_3 в ацетонитриле (прекурсор Ag НЧ). Описание состава образцов приведено в таблице 1. Средний размер НЧ серебра в образцах с ФИ КМ-СQ был равен примерно 5,3 нм, в образцах с ФИ Irgacure 1700 – 3,7 нм. Краситель не оказывал значительного влияния на размеры частиц.

Таблица 1 – Экспериментальные образцы

№	1	4	8	9	10	13
Фотоинициатор	КМ-СQ	Irgacure 1700	КМ-СQ	КМ-СQ	Irgacure 1700	КМ-СQ
Добавки в полимер			R6G	R6G		R6G

Типичные стационарные спектры НЧ Ag в полимерных матрицах приведены на рисунке 1. Измерения спектров проводились на спектрофотометре Cary-500.

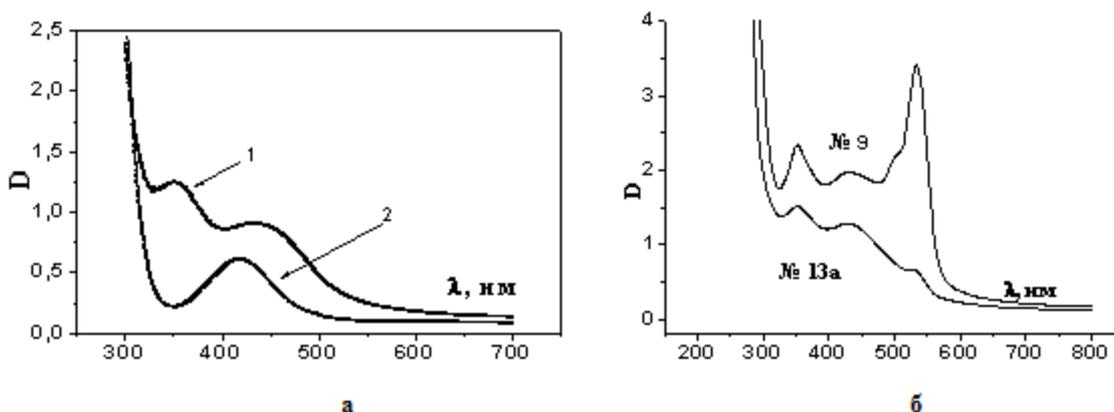


Рисунок 1 – Спектры оптической плотности образцов, содержащих НЧ Ag : (а) - изготовленных с использованием ФИ КМ + СQ (1) и Irgacure 1700 (2); (б) – с различными относительными концентрациями НЧ серебра и молекул красителя

Как видно из рисунка 1а, при использовании иницирующей системы СQ+КМ (кривая 1) в спектре присутствуют две полосы – $\lambda_{1\text{max}} = 350$ нм (принадлежит ФИ СQ+КМ) и $\lambda_{2\text{max}} = 430$ нм (соответствует полосе поверхностного плазмонного резонанса НЧ Ag). В случае использования ФИ Irgacure 1700 (кривая 2) наблюдается лишь полоса плазмонного резонанса с максимумом на длине волны 420 нм. При этом имеет место небольшой (в пределах 10 нм) коротковолновый сдвиг полосы λ_2 . Такой сдвиг может быть вызван уменьшением размеров частиц, а также уменьшением объемной концентрации и изменением диэлектрических свойств матрицы. Рисунок 1б показывает, что введение в композицию красителя родамин R6G приводит к появлению дополнительной полосы поглощения в длинноволновой относительно полосы плазмонного резонанса области с максимумом на длине волны $\lambda = 530$ нм.

Для выявления влияния диэлектрических и микроструктурных параметров композитных пленок на динамику электронных возбуждений были проведены измерения образцов 1, 4, 8, 10, отличающихся размерами наночастиц и составом фотополимерной матрицы (см. таблицу 1). Как видно из рисунков 2 а-г, в дифференциальных спектрах для образцов 1, 4 и 10 в рассмотренной спектральной области регистрируется типичная трансформация плазмонного резонанса в результате нагрева электронов наночастиц [2, 3]. Уширение полосы ПРПП и уменьшение интенсивности в ее

максимуме является результатом разогрева электронов в металлических наночастицах при воздействии на них фемтосекундных импульсов. При возрастании температуры электронов модифицируется диэлектрическая функция металла и уменьшается время дефазировки плазмона из-за возрастания интенсивности рассеяния горячих электронов на поверхности НЧ.

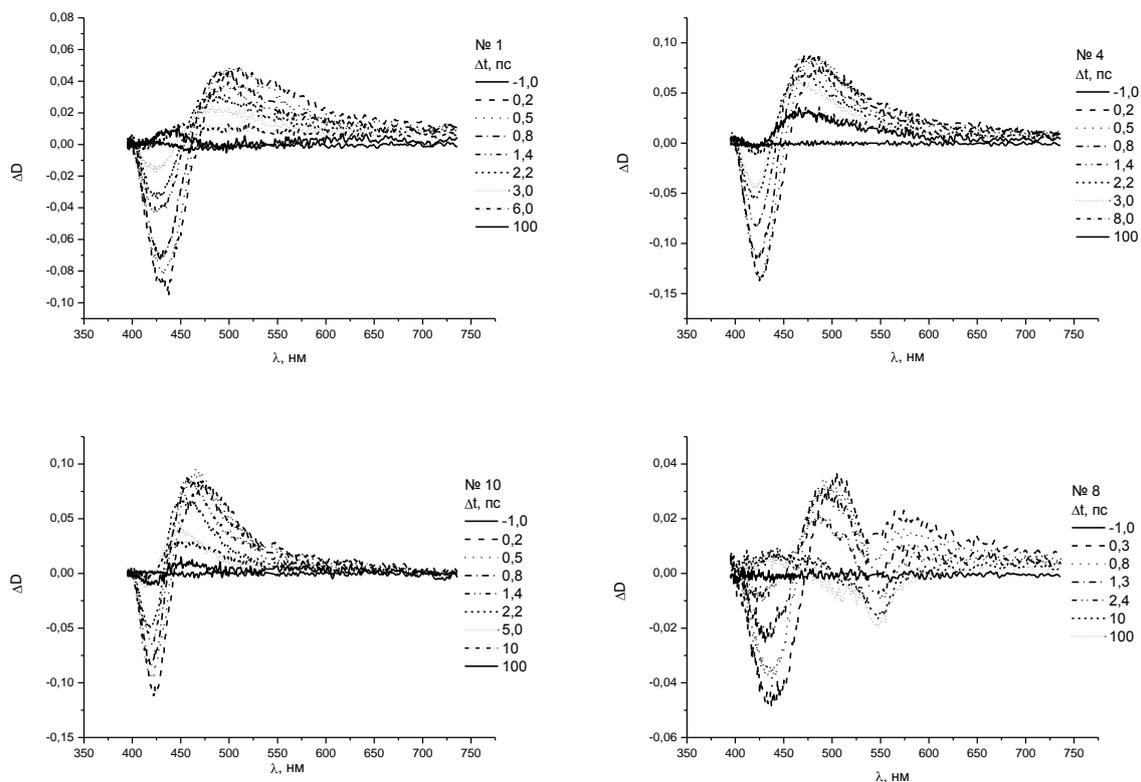


Рисунок 2 – Нестационарные спектры для образцов 1, 4, 8, 10, взятые на избранных задержках Δt между возбуждающим и зондирующим импульсом

Релаксационные процессы направлены на возврат электронов, разогретых мощным возбуждающим световым импульсом, к равновесной температуре, что осуществляется главным образом за счет взаимодействия горячих электронов с фононами кристаллической решетки (наночастиц) и далее за счет транспорта избыточной энергии в матрицу. В нашем случае, когда размер НЧ не превышает длину свободного пробега электронов, появляется дополнительный канал релаксации энергии электронов через их столкновения с поверхностью НЧ. Относительная эффективность этих потерь возрастает при уменьшении размера НЧ и может приводить к сокращению времени релаксации электронного возбуждения.

Проведенные измерения с образцом № 8 (сложным нанокompозитом в состав полимерной матрицы которого помимо НЧ серебра введены молекулы красителя родамина 6Ж) показали, что в нестационарных спектрах наведенной оптической плотности, помимо наведенных эффектов, обусловленных плазмонной подсистемой, регистрируется просветление длинноволновой полосы молекул родамина 6Ж. Плазмонная и органическая подсистемы сложного композита ведут себя практически независимо, что может быть обусловлено сильным разнесением спектров плазмонного резонанса и спектра поглощения и люминесценции красителя. Для дальнейших исследований возможности взаимодействия указанных подсистем необходим подбор оптимального соотношения положения спектров плазмона и красителя.

По результатам измерений были построены и проанализированы кинетики наведенного поглощения на длине волны 425 нм вблизи максимума просветления полосы ПРПП. Фигирование

кинетик проводилось с использованием функции, представляющей собой свертку функции Гаусса с несколькими экспонентами. Можно отметить, что в пределах ошибки эксперимента быстрая кинетика одинакова для всех четырех случаев (постоянная затухания $\tau = 1,84 \pm 0,11$ пс; $1,74 \pm 0,09$ пс; $1,61 \pm 1,49$ пс; $2,21 \pm 0,40$ пс для образцов с номерами 1, 4, 8, 10, соответственно).

Таким образом, использование различных ФИ в процедуре изготовления фотополимерных пленок с инкорпорированными НЧ серебра приводит к заметному изменению среднего размера наночастиц (5,3 нм для ФИ КМ-СQ и 3,7 для ФИ Irgacure 1700), но не сопровождается существенным изменением времени реалкации электронных возбуждений. По-видимому, это связано с тремя обстоятельствами: (1) мало изменяются «одночастичные» параметры релаксации электронов, т.к. изменение размера НЧ серебра от 3,7 нм до 5,3 нм не приводит к значительному ослаблению внутренних размерных эффектов; (2) коллективные эффекты не возникают, т.к. в обоих случаях объемные концентрации наночастиц невелики, а их распределение является хаотическим; (3) изменение типа ФИ не приводит к существенному изменению диэлектрических свойств матрицы.

С использованием фемтосекундного спектрометра исследованы спектрально-кинетические характеристики голографических фотополимерных пленок, допированных наночастицами серебра. Показано, что изменение типа фотоинициатора (кетон Михлера-камфорхинон или Irgacure 1700) не приводит к существенному изменению характерных констант затухания, определяющих динамику электронных возбуждений. Установлено, что в спектральной области вблизи поверхностного резонанса плазмонного поглощения время релаксации составляет 1,6 – 2 псек.

Список литературы

1. Sakhno, O.V., Stumpe, J., Goldenberg, L.M., Smirnova, T.N., Kokhtych, L.M. Diffractive-optical elements via all-optical patterning of photopolymers and nanocomposites // J. Photopol. Sci. Technol. – 2010. – V. 23. – P. 20 – 27.
2. Bigot, J.Y., Halte, V., Merle, J.C., Daunois A. Electron dynamics in metallic nanoparticles // Chem. Phys. – 2000. – V. 251. – P. 181 – 203.
3. Link, S., El-Sayed, M.A. Optical Properties and Ultrafast Dynamics of Metallic Nanocrystals // Annu. Rev. Phys. Chem. – 2003. – V. 54. – P. 331 – 366.

С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, А.Н. Попявина – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, bouganov@imaph.bas-net.by.

П.В. Ежов, Л.М. Кохтич, Т.Н. Смирнова – Институт физики НАН Украины, Киев.

УДК 543.42:546.791.6

Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, А.И. Комяк, А.П. Зажогин, С.Д. Умрейко

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОТОХИМИЧЕСКОГО ОБРАЗОВАНИЯ НАНОКЛАСТЕРОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ В ОРГАНИЧЕСКИХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

Возможность использования оптического излучения для стимулирования химических реакций и управления ими привлекает к себе большое внимание. Области применения таких методов (например, экстракция, катализ и др.) чрезвычайно широки. Однако до настоящего времени исследования фотохимии в жидкой фазе весьма затруднены, поскольку в растворах параллельно могут протекать другие реакции, осложняющие анализ таких систем. Большой интерес в последнее время проявляется к фотохимии комплексных соединений уранила: в системе уранил-органический растворитель уран может выступать катализатором полимеризации органических соединений.

Трудности изучения процессов комплексообразования U(IV) и U(V) в растворах привели к тому, что имеется очень немного работ, достаточно обстоятельно описывающих отдельные ступени такого процесса. Показано лишь, что ионы урана различных степеней окисления образуют устойчивые комплексы с хлором со следующими структурами: в случае U(III) и (IV) формируется октаэдр, а в случае U(V) и (VI) – бипирамида [1 – 3].

Целью настоящей работы являлось изучение процессов фотохимического образования комплексов трех-, четырех- и пятивалентного урана при облучении растворов $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ в ДМФА с добавлением CCl_4 , $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ДМФА и $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ацетоне при светодиодном облучении (430–450 нм) систем.

Для проведения исследований по указанной проблеме нами разработан макет установки, позволяющей изучать фотофизические и фотохимические процессы, протекающие в жидкой фазе в сложных гетерогенных условиях. Установка содержит систему оптического облучения на область 430 нм на основе мощных светодиодов. Для уменьшения влияния кислорода воздуха на фотохимические процессы облучение проводилось непосредственно в запечатанных кварцевых кюветах.

Регистрация спектров электронного поглощения в области 335 – 1000 нм проводилась на автоматическом спектрофотометре ПВА (производитель СП «Солар ТИИ»), а ИК поглощения на приборе «VERTEX 70» фирмы Брукер.

Спектры электронного поглощения облученных систем $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ДМФА и для сравнения системы $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ в ДМФА с CCl_4 приведены на рис. 1. При облучении раствора $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ДМФА в течение 2 часов скорость образования комплексов четырех и пятивалентного урана существенно выше (см. кривую UP). Здесь следует отметить существенную разницу между двумя этими системами, а именно: облученный раствор уранилнитрата с ДМФА и CCl_4 после некоторого времени хранения начал релаксировать в исходное состояние (см. а и б). Характеристики облученного раствора $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ДМФА после нескольких дней также изменились, образовался мелкодисперсный осадок. Это в какой то мере свидетельствует об образовании устойчивых комплексов четырех и пятивалентного урана.

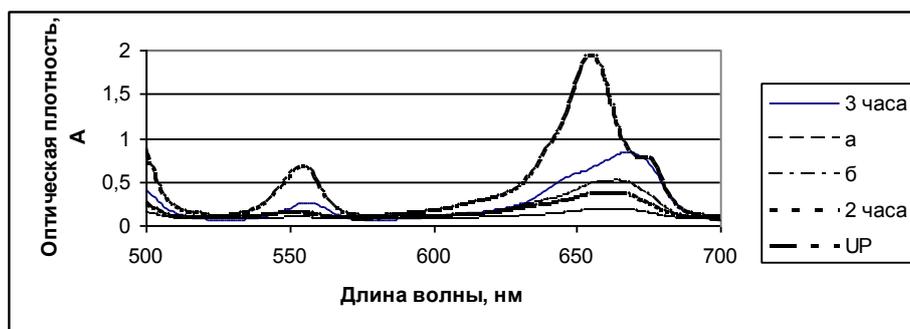


Рисунок 1 – Спектры электронного поглощения облученных систем $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ в ДМФА с CCl_4 и $UO_2(ClO_4)_2 \cdot 5H_2O$ в ДМФА

Для оценки каталитической способности чистых комплексов урана в процессах фотополимеризации органических соединений нами проведены сравнительные исследования систем уранилперхлорат–ацетон с различной концентрацией их по уранилу. Установлено, что в системе уранилперхлорат–ацетон при облучении излучением мощного светодиода (максимум интенсивности полосы 430 нм, полуширина 25 – 30 нм) происходит полимеризация продуктов поликонденсации ацетона, а катализатором процесса являются возбужденные комплексы уранила. В полимере, который представляет собой очень вязкую жидкость, уран находится в виде нанокластеров соединений пяти- и четырехвалентного урана, образующихся в результате фотохимических

превращений. В качестве примера на рис. 2 приведены спектры поглощения облученной системы уранилперхлорат-ацетон с концентрацией урана 0,45 М.

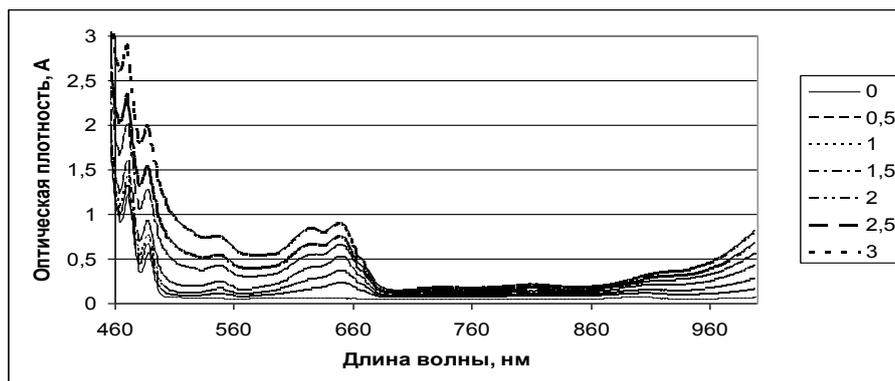


Рисунок 2 – Спектры электронного поглощения облученной системы уранилперхлорат-ацетон (в рамке время облучения в часах)

Из приведенных данных видно, что по мере увеличения времени облучения интенсивность полос поглощения соединений пяти- и четырехвалентного урана пропорционально увеличивается [1-4], одновременно увеличивается и общий фон в коротковолновой области. В этой области лежат полосы поглощения практически все производных полимеризации ацетона.

Для более детального изучения процессов образования продуктов образующихся при облучении систем уранилперхлорат-ацетон от концентрации урана нами зарегистрированы спектры ИК поглощения. На рис. 3 и рис. 4 приведены спектры ИК поглощения систем уранилперхлорат-ацетон при различной концентрации урана при времени облучения образцов 5 часов.

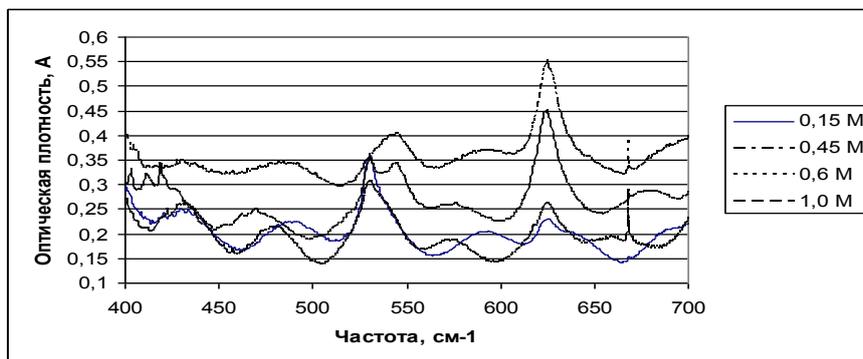


Рисунок 3 – Спектры ИК поглощения облученных растворов уранилперхлорат-ацетон в области $400-700\text{ см}^{-1}$ при различной концентрации уранила (в рамке указаны концентрации урана в растворе)

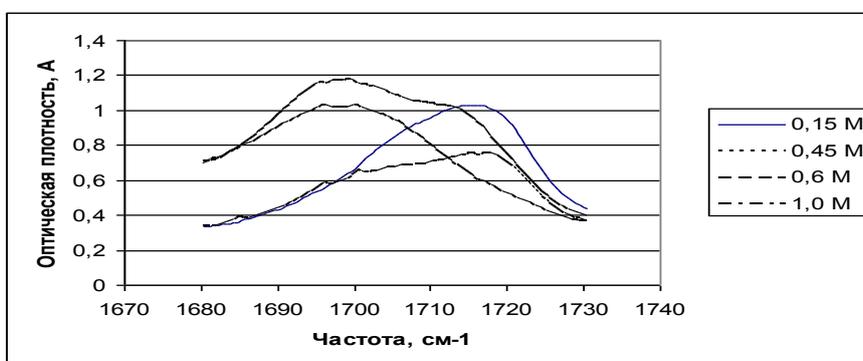


Рисунок 4 – Спектры ИК поглощения облученных растворов уранилперхлорат-ацетон в области $1680-1730\text{ см}^{-1}$ при различной концентрации уранила (в рамке указаны концентрации урана в растворе)

В области $400 - 450 \text{ см}^{-1}$ в спектрах растворов с более высокой концентрацией урана появляются полосы принадлежащие оксидам четырехвалентного урана UO_2 , в спектре с концентрацией 1М они хорошо разрешены и имеют значения максимумов равных $403, 411$ и 419 см^{-1} . Одновременно с ростом концентрации урана в области $500 - 700 \text{ см}^{-1}$, где лежат полосы поглощения пятивалентного урана, также появляются довольно интенсивные и зависящие от концентрации полосы $545, 625 \text{ см}^{-1}$ [5, 6]. Одновременно, в спектрах в области 1700 см^{-1} (область колебаний принадлежащих кетонной группе $\text{C}=\text{O}$) при увеличении концентрации уранила появляется интенсивная полоса, принадлежащая этой группе в составе окиси мезитила. При увеличении концентрации уранила до 1 М в спектре происходит возрастание интенсивности полосы в области 1710 см^{-1} , что свидетельствует о появлении новых соединений. Это также выражается и качественно, раствор становится желеобразным.

На основании изучения спектров электронного и ИК поглощения растворов уранилперхлорат-ацетон сделан вывод, что при оптическом облучении системы происходит фотоконденсация ацетона и фотополимеризация образующихся продуктов, а катализатором процесса являются возбуждённые комплексы уранила. В продуктах конденсации нанокластеры соединений пяти- и четырехвалентного урана формируются вследствие фотохимических преобразований.

Список литературы

1. Volkovich, V.A., May, I., Griffiths, T.R., Charnock, J.M., Bhatt, A.I., Lewin, B. // J. of Nuclear Materials. – 2005. – V. 344. – P. 100 – 103.
2. Волкович, В.А., Васин, Б.Д., Александров, Д.Е., Хабибуллин, Т.К. // Расплавы. – 2009. – №6. – С. 62 – 68.
3. Волкович, В.А., Александров, Д.Е., Васин, Б.Д., Хабибуллин, Т.К., Мальцев, Д.С. // Расплавы. – 2009. – №5. – С.27 – 30.
4. Загогин, А.П., Комяк, А.И., Умрейко, Д.С. // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2007. – №1. – С. 17 – 20.
5. Умрейко, Д.С., Загогин, А.П., Комяк, А.И., Умрейко, С.Д. Вестник БГУ. Сер. 1. – 2008. – №2. – 9 с.
6. Комяк, А.И., Загогин, А.П., Умрейко, Д.С., Луговский, А.А. // Журн. прикл. спектр. – 2007. – Т. 76. – С. 182 – 187.

Д.С. Умрейко, А.А. Загогин, А.И. Комяк, А.П. Загогин, С.Д. Умрейко – Белорусский государственный университет, zajogin_an@mail.ru.

УДК 543.42:546.791.6

Д.С. Умрейко, А.П. Загогин, А.И. Комяк, С.Д. Умрейко, Ж.И. Булойчик, Е.В. Вилейшикова

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОМПЛЕКСОВ УРАНА ПЕРЕМЕННОЙ ВАЛЕНТНОСТИ С ОРГАНИЧЕСКИМИ ЛИГАНДАМИ ДЛЯ РАЗВИТИЯ МЕТОДОВ ФОТОХИМИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ УРАНИЛСОДЕРЖАЩИХ РАСТВОРОВ

Возможность использования оптического излучения для стимулирования химических реакций и управления ими привлекает к себе большое внимание. Области применения таких методов (например, экстракция, катализ и др.) чрезвычайно широки. Однако до настоящего времени исследования фотохимии в жидкой фазе весьма затруднены, поскольку в растворах параллельно могут протекать другие реакции, осложняющие анализ таких систем. Большой интерес в последнее время проявляется к фотохимии комплексных соединений уранила: в системе уранил–органический растворитель уран может выступать катализатором полимеризации органических соединений.

Трудности изучения процессов комплексообразования U(IV) и U(V) в растворах привели к тому, что имеется очень немного работ, достаточно обстоятельно описывающих отдельные ступени такого процесса. Показано лишь, что ионы урана различных степеней окисления образуют устойчивые комплексы с хлором со следующими структурами: в случае U(III) и U(IV) формируется

октаэдр, а в случае U(V) и (VI) – бипирамида. Длина связи U–Cl увеличивается с уменьшением интегральной степени окисления урана, причем она зависит от степени восстановления U. Так, при 750 °С в расплаве UCl₃–LiCl длина связи U–Cl равна 2,72 Å, а в UCl₄–LiCl 2,63 Å [1].

Целью настоящей работы являлось изучение процессов фотохимического образования комплексов четырех- и пентавалентного урана при облучении растворов UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА с добавлением CCl₄ и UO₂(ClO₄)₂·5H₂O в ДМФА при светодиодном облучении (430–450 нм) систем. Спектр электронного поглощения необлученной и облученной системы UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА приведен на рис.1. При облучении цвет раствора изменился со светло-зеленого на розовый. Как видно из приведенных спектров, в сине-зеленой области поглощение резко выросло, а в области 700–1000 нм появился ряд слабых полос, принадлежащих, по видимому, комплексам трехвалентного урана типа UCl₃ [2].

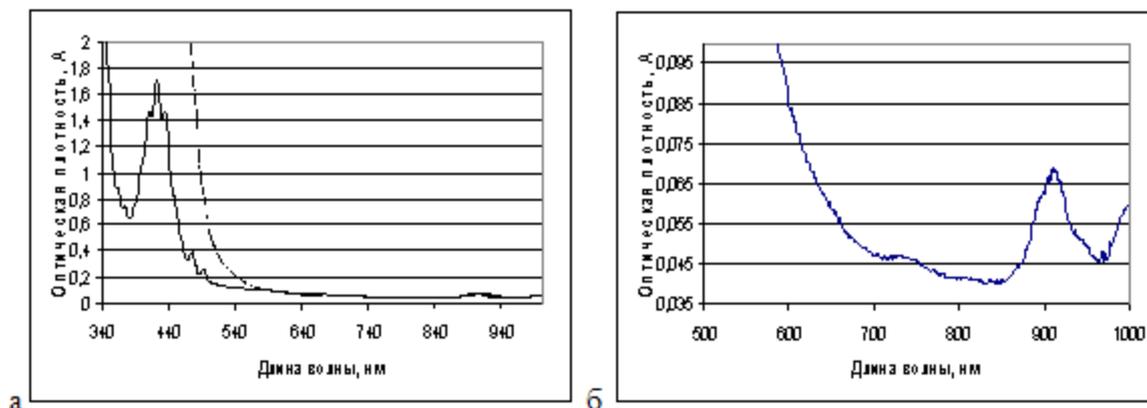
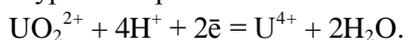


Рисунок 1 – Спектры электронного поглощения необлученной а – сплошная и а – пунктир облученной систем UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА, б – фрагмент спектра облученной системы

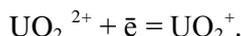
В то же время фотохимические процессы в смешанных растворителях существенно отличаются от вышеуказанного. Спектры электронного поглощения облученных систем UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА с добавлением CCl₄ и UO₂(ClO₄)₂·5H₂O в ДМФА приведены на рис. 2. Так, при разведении исходного раствора UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА путем добавления CCl₄ и последующем облучении его при тех же, что и выше, условиях в растворе образуются комплексы с U(4+) (полосы поглощения 14740, 15320 см⁻¹ и др., рис. 2). В первом случае (растворы UO₂(NO₃)₂·6H₂O в ДМФА с CCl₄) при облучении в течении нескольких часов (см. рис. 2 – 2 часа и 3 часа) наблюдается появление полос принадлежащих комплексам четырех и пентавалентного урана. При облучении раствора UO₂(ClO₄)₂·5H₂O в ДМФА в течение 2 часов скорость образования комплексов четырех и пентавалентного урана существенно выше (см. кривую UP). Здесь следует отметить существенную разницу между двумя этими системами, а именно: облученный раствор уранилнитрата с ДМФА и CCl₄ после некоторого времени хранения начал релаксировать в исходное состояние (см. а и б). Характеристики облученного раствора UO₂(ClO₄)₂·5H₂O в ДМФА после нескольких дней также изменились, образовался мелкодисперсный осадок. Это в какой то мере свидетельствует об образовании устойчивых комплексов четырех и пентавалентного урана.

Для более детального анализа полученных результатов рассмотрим поведение уранил-иона в растворах.

В водных системах вследствие неустойчивого состояния UO₂⁺ и благодаря высокому сродству ионов Н⁺ к кислороду уранил-ион восстанавливается сразу до U⁴⁺. Кинетика восстановления и окисления урана в водных растворах уранила протекает согласно суммарному уравнению:

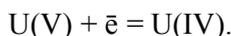


В настоящее время установлено [3], что первой стадией восстановления является легкообратимая реакция:



Стандартный окислительный потенциал ее равен всего +0.05 В относительно нормального водородного электрода (НВЭ) и не зависит от кислотности.

Вторая стадия – дальнейшее одноэлектронное восстановление U(V) до U(IV) по существенно менее обратимой реакции:



Стандартный окислительный потенциал равен +0.62 В относительно НВЭ. Механизм второй стадии заключается в химическом диспропорционировании U(V) на U(IV) и U(VI) по общему уравнению:



Установлено [3], что диспропорционирование U(V) является реакцией второго порядка по ионам U(IV) и U(VI) и первого – по ионам водорода. Исходя из этого, сделан вывод, что роль ионов водорода заключается в присоединении протона к одному из реагирующих ионов UO_2^{2+} с последующими стадиями протонизации образующихся ионов.

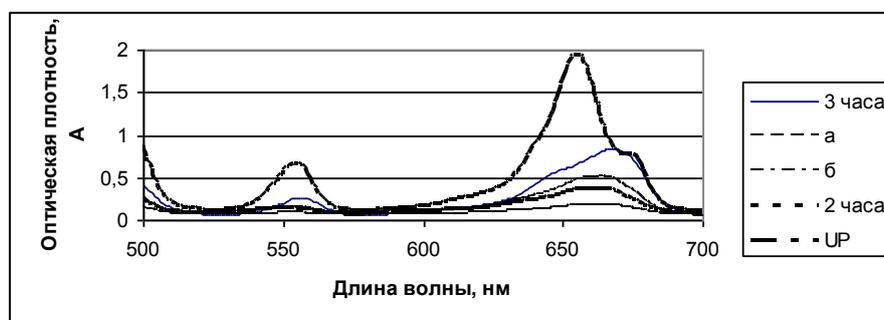


Рисунок 2 – Спектры электронного поглощения облученных систем $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ в ДМФА с CCl_4 и $\text{UO}_2(\text{ClO}_4)_2 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ в ДМФА

При восстановлении UO_2^{2+} в неводных средах, где, как правило, не содержится лабильных протонов, комплекс UO_2^{2+} может сохраняться. Так, в [4] на примере уранилнитрата исследованы полярографические характеристики восстановления $\text{U(VI)} \rightarrow \text{U(V)}$ и связь их с некоторыми свойствами органических растворителей. Авторами [4] установлено, что по величине $2.303RT/\alpha F$ (α – число электронов, принимающих участие в электродной реакции, F – число Фарадея, R – газовая постоянная) можно судить о процессе восстановления урана в формамиде и диметилсульфоксиде (ДМСО). В этом случае упомянутая реакция обратима и $\alpha = 1$, что соответствует одноэлектронному процессу. В пяти других растворителях (ацетонитриле, метаноле, этаноле, диметилформамиде (ДМФА), ацетоне) величина α несколько меньше единицы, что связано с некоторой необратимостью, более отчетливо выраженной для процесса восстановления в ацетоне.

Обратимость процесса восстановления характерна для тех растворителей, в которых различие состава и структуры исходных сольватов U(VI) и восстановленных U(V) сравнительно мало. Для гексагидрата уранилнитрата исследования показали [5, 6], что координационная сфера уранила в растворителях типа ДМФА, ДМСО (растворители с большим донорным числом) целиком заполнена молекулами такого растворителя, а молекулы воды и ацидолиганда находятся вне координационной сферы. Этому же следует ожидать и для сольватов пятивалентного урана с растворителями данного типа, однако в настоящее время таких сведений недостаточно, чтобы надежно считать правильным это предположение.

При облучении раствора $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ в ДМСО значительных изменений в спектрах, свидетельствующих об образовании комплексов пяти- или четырехвалентного урана, не замечено.

Методами спектроскопии электронного и ИК поглощения изучены процессы фотохимического образования комплексов четырех- и пятивалентного урана при светодиодном облучении (430–450 нм) растворов $UO_2(NO_3)_3 \cdot 6H_2O$ в ДМФА с добавлением CCl_4 и $UO_2(ClO_4) \cdot 5H_2O$ в ДМФА. Установлено, что при облучении раствора $UO_2(ClO_4) \cdot 5H_2O$ в ДМФА скорость образования комплексов четырех и пятивалентного урана существенно выше, чем для уранилнитрата.

Список литературы

1. Volkovich, V.A., May, I., Griffiths, T.R., Charnock, J.M., Bhatt, A.I., Lewin, B. // J. of Nuclear Materials. – 2005. – V. 344. – P. 100 – 103.
2. Волкович, В.А., Александров, Д.Е., Васин, Б.Д., Хабибуллин, Т.К., Мальцев, Д.С. // Расплавы. – 2009. – №6. – С. 62 – 68.
3. Сентюрин, И.Г., Радионова, Н.С. Кинетика электрохимического поведения урана на платиновом электроде в азотнокислых растворах. Химия урана. М.: Наука. – 1989. – С. 384 – 391.
4. Каневский, Е.А., Ренгевич, Б.В., Павловская, Г.Р. // Радиохимия. – 1975. – Т. 17, № 4. – С. 534 – 535.
5. Загогин, А.П., Серафимович, А.И., Комяк, А.И. Журн. прикл. спектр. – 1994. – Т. 60. – С. 94 – 99.
6. А.П., Загогин, А.И., Серафимович. Журн. прикл. спектр. 60 (1994) 452 – 456.

Д.С. Умрейко, А.А. Загогин, А.И. Комяк, А.П. Загогин, С.Д. Умрейко – Белорусский государственный университет, Беларусь, zajogin_an@mail.ru.

УДК 543.42:546.791.6

Д.С. Умрейко, А.А. Загогин, А.И. Комяк, С.Д. Умрейко, А.П. Загогин

РАЗРАБОТКА УЛЬТРАЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УРАНА В РАСТВОРАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРОВОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Технологический контроль процессов переработки жидких радиоактивных отходов, а также процессов концентрирования их обеспечивается постоянным аналитическим сопровождением. Сопровождение контроля процессов включает широкий спектр радиохимических, физических и физико-химических методов анализа. Применяемые методы анализа модифицируются и множатся в соответствии с развитием и вновь возникающими потребностями технологических процессов. Современные разработки в области традиционного аналитического обеспечения характеризуются, как правило, высокой стоимостью аналитического оборудования и существенными затратами для непосредственного проведения анализа. Появление модификаций масс-спектрометров и методов эмиссионной спектроскопии с использованием индуктивно-связанной плазмы резко увеличило как чувствительность определения, так и возможности определения многих металлов в одной пробе одновременно. Однако сложность таких спектрометров, их дороговизна, необходимость подготовки высококвалифицированного персонала для их обслуживания существенно сдерживает широкое применение такого рода методов [1].

Большими потенциальными возможностями для проведения оперативного химико-аналитического контроля компонентов жидких растворов на содержание различных металлов, в том числе и радиоактивных, обладает лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектральный анализ, отличающийся многоэлементностью, сравнительной простотой подготовки образцов и довольно низкими пределами обнаружения, возможностью встраивания в дистанционное определение высокоактивных радиоактивных элементов.

В связи с вышесказанным, целью настоящей работы являлось изучение влияния характеристик сдвоенных лазерных импульсов на процессы образования атомов, ионов урана в приповерхностной

плазме и развитие применения методов лазерной атомно-эмиссионной многоканальной спектрометрии для анализа пористых мишеней, содержащие сухие растворы солей урана.

Для разработки методики количественного определения урана в сухих растворах с использованием лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии со сдвоенными лазерными импульсами в качестве объектов исследования использовались комплексы шестивалентного урана и в частности, гексагидрат уранилнитрата и уранаты калия. Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника возбуждения плазмы в спектрометре используется неодимовый лазер сдвоенных импульсов (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом 1 мкс. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм.

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов солей урана нами были выбраны безольные фильтры с диаметром пор 1 – 3 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером 8×8 мм² наклеивался на держатель образцов, а затем на поверхность фильтра наносились водные растворы солей урана с различной концентрацией. Все образцы помещались в герметичные стеклянные контейнеры, в которых и проводился анализ.

Для исследования эффективности воздействия второго импульса на процессы образования оксидных соединений урана в приповерхностной плазме при воздействии лазерного излучения на мишень изучена динамика свечения ряда атомных и ионных линий урана. Следует отметить, что спектр урана очень богат линиями (порядка 10000 [2]), вследствие чего интенсивности линий в дуговых и искровых спектрах как нейтральных, так и однократно ионизованных атомов мала, по сравнению с интенсивностями линий в спектрах элементов, имеющих меньшее число линий (Cu, Be и др.) [3].

В качестве типичного примера на рис.1 приведены зависимости изменения интенсивности атомных и ионных линий (наиболее интенсивных) U от величины временного интервала между импульсами. Задержка первого импульса 130 мкс, а второго – 130 и 136 мкс при энергии накачки 17 Дж (энергия импульсов излучения ≈ 67 мДж). Абляция мишени и возбуждение спектров осуществлялось сфокусированным излучением сдвоенных лазерных импульсов.



Рисунок 1 – Зависимость изменения интенсивности атомных и ионных линий U от величины временных интервалов между импульсами: — 6 мкс; ... 0 мкс

Как видно из приведенных спектров (см. рис. 1) наиболее сильными линиями в спектре проявляются ионные линии U II – 385,466 нм и U II – 385,958 нм [4]. Линии нейтральных атомов значительно слабее (U I – 385,173 нм и U I – 386,117 нм) [4]. Интенсивность линий в спектрах существенно зависит от временного интервала между импульсами. При нулевом интервале интенсивность их почти на порядок меньше, чем при интервале равном 6 мкс.

При разработке методик количественного определения урана в сухих растворах на фильтры было нанесено по 25 мкл раствора изучаемого элемента с концентрацией урана 5 %, 0,5 %, 5×10^{-2} % и 5×10^{-3} %. Диаметр пятна разрушения при воздействии сфокусированного излучения лазера составил 100 мкм. В результате на одну точку при концентрации 5 % приходится 2×10^{-7} г исследуемого химического элемента, при концентрации 5×10^{-1} % – 2×10^{-8} г и т.д. На рис. 2, приведен градуировочный график для определения концентрации урана по одной из наиболее интенсивных в спектрах ионной линии U II ($\lambda=385,958$ нм). Для измерений использованы следующие параметры лазерных импульсов: интервал между импульсами 6 мкс, энергия импульсов 67 мДж. Используются суммарные результаты по пяти точкам. Для повышения чувствительности можно суммировать результаты по большему количеству точек.

Увеличить чувствительность определения урана в несколько раз можно используя для анализа уранатные соединения. Для получения осадков уранатов использовались водные растворы уранилнитрата $UO_2(NO_3)_2 \cdot 6H_2O$ и KOH, которые наносились последовательно на фильтр. На рис. 3 представлена зависимость максимальной интенсивности линии урана в спектрах солей от отношения количества KOH к U. Как видно из приведенного графика наблюдается определенная закономерность между интенсивностью линии и количеством добавленного гидроксида калия.

Как видно из сравнения приведенных рисунков интенсивность линии в спектрах наиболее прочных соединений в несколько раз выше, чем в спектрах уранилнитрата и примерно пропорциональна количественному изменению энтальпии образования их. Из приведенных на рис. 3 результатов видно, что величины интенсивностей линии U II ($\lambda=385,958$ нм) для указанных солей располагаются в соответствии с рядом: $4 > 6 > 3 > (2,5; 2) > (1; 8; 10; 12) > 0$.

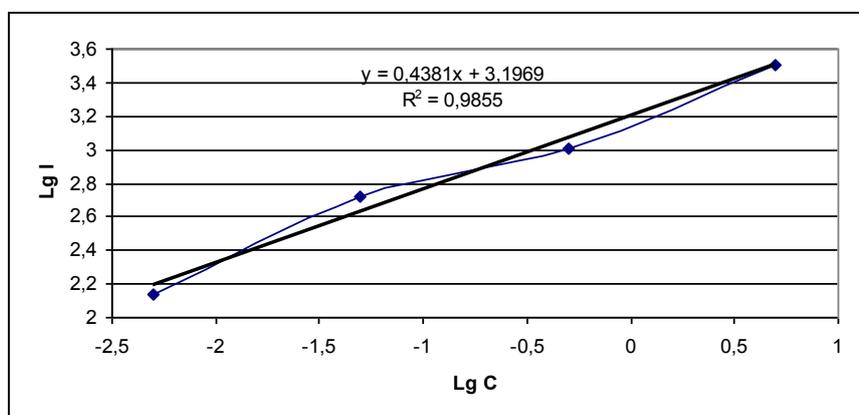


Рисунок 2 – Градуировочный график для определения урана в продуктах реакции

Полученные результаты на качественном уровне можно объяснить следующим образом. Вблизи поверхности образца с сухим остатком солей, содержащих в качестве компонентов различные металлы, пробой факела эрозионных атомарных паров и нанокластеров происходит при небольшом превышении интенсивности лазерного излучения над значением, необходимым для образования факела [5].

При использовании режима вдвоенных импульсов на первичные процессы плазмообразования будут накладываться процессы нагрева и испарения аэрозолей, обусловленные действием второго

импульса. Большинство авторов рассматривают образующиеся аэрозольные частицы как фактор, облегчающий повторный пробой за счет развития электронной лавины в продуктах разрушения частиц [6]. Отсюда следует, что средняя температура мишени в зоне облучения будет значительно выше, чем при моноимпульсном воздействии. В этом случае, увеличение температуры приводит к активизации диффузионных процессов и даже при небольшом увеличении температуры (на 50-100 °С) и времени воздействия элементы будут легко испаряться как с поверхности, так и с несколько большей глубины, чем при воздействии только света.

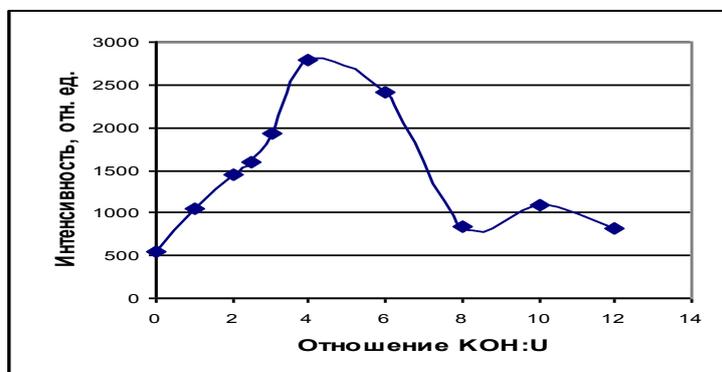


Рисунок 3 – Зависимость интенсивности ионной линии U II ($\lambda=385,958$ нм) в спектрах уранатов калия от отношения КОН:U

Использование метода лазерного искрового спектрального анализа со сдвоенными лазерными импульсами для анализа высушенных на бумажном фильтре растворов урана показало, что возбуждение сдвоенными лазерными импульсами анализируемой пористой поверхности является перспективным направлением для разработки количественного анализа сухих остатков различных растворов содержащих уран с возможностью дистанционного определения содержания урана с хорошей чувствительностью.

Список литературы

1. Пантелеев, Ю.А., Александрук, А.М., Никитина, С.А. и др. // Труды Радиового института им. В.Г. Хлопина. – 2007. – Т. XII. – С. 123 – 143.
2. Ельяшевич, М.А. Спектры редких земель. ГИИТЛ. 1953.
3. Зайдель, А.Н., Калитиевский, Н.И., Липис, Л.В., Чайка, М.П. Эмиссионный спектральный анализ атомных материалов. – М.–Л.: Физматгиз. – 1960. – 686 с.
4. Зайдель, А.Н., Прокофьев, В.К., Райский С.М., Шрейдер Е.Я. Таблицы спектральных линий. – М. 1962.
5. Анисимов, С.И., Лукьянчук, Б.С. // УФН. – 2002. – Т. 172, № 3. – С. 301 – 311.
6. Воробьев, В.С. // УФН. – 1993. – Т. 163, № 12. – С. 51 – 63.

Д.С. Умрейко, А.А. Зажогин, А.И. Комяк, С.Д. Умрейко, А.П. Зажогин – Белорусский государственный университет, Минск, zajogin_an@mail.ru.

УДК 533.9; 621.793.6

А.Р. Фадаиян, С.В. Проценко, А.П. Зажогин

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ И ИЗМЕНЕНИЯ СОСТАВА ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТИТАНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СДВОЕННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Физические процессы, связанные с образованием приповерхностной лазерной плазмы, разлетом ее и осаждением на подложке настолько многофакторны, что не удается получить

достаточно простых закономерностей, описывающих эти процессы [1, 2]. Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [2], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Разрабатываемый в данной работе подход основан на использовании высокоинтенсивных сдвоенных лазерных импульсов для распыления (абляции) исходной мишени непосредственно в воздухе. Возникающий в этом случае относительно небольшой (порядка несколько мм) плазменный факел характеризуется высокой температурой, давлением, большой степенью ионизации элементов, поэтому он вполне способен обеспечить интенсивный поток частиц желаемой (высокой) энергии на близко расположенную подложку при минимальном влиянии окружающей атмосферы. Заметим, что с технологической точки зрения отказ от вакуумного оборудования представляется весьма желательным, поскольку позволяет не только упростить и удешевить процесс, но и существенно расширяет возможности нанесения покрытий на изделия большого размера и/или сложной геометрии.

Основная цель работы состояла в установлении условий для оптимального влияния дополнительного лазерного импульса на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы титана.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Для возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс.

Динамика изменения ионного состава приповерхностной плазмы исследована методом многоканальной атомно-эмиссионной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на пластинки из титана и титаната бария от энергии их (40 – 60 мДж), изменения временного интервала между ними (0 – 20 мкс)

Для изучения эффекта действия второго импульса на процессы в приповерхностной плазме изучена динамика свечения атомных и ионных линий титана при различных временных интервалах между лазерными импульсами. В качестве типичного примера на рис. 1 приведены зависимости интенсивности атомных и ионных линий от величины временного интервала между импульсами. Задержка первого импульса постоянна и равна 130 мкс и при энергии импульсов накачки 17 Дж энергии импульсов излучения равна 63,1 и 47,1 мДж соответственно. Размер пятна повреждения ≈ 50 мкм.

Как видно из приведенных данных интенсивность линий однозарядных ионов Ti II достигает максимумами при временных интервалах между сдвоенными импульсами порядка 7 – 15 мкс, в то время как для однозарядных – в интервале 1 – 4 мкс.

Как известно [3], наиболее важную роль в образовании ионов и нанокластеров в составе лазерной плазмы играют процессы ионизации и рекомбинации ионов. Процессы ионизации определяются как плотностью потока лазерного излучения и потенциалом ионизации атомов, составляющих лазерную мишень, так и диаметром пятна фокусировки.

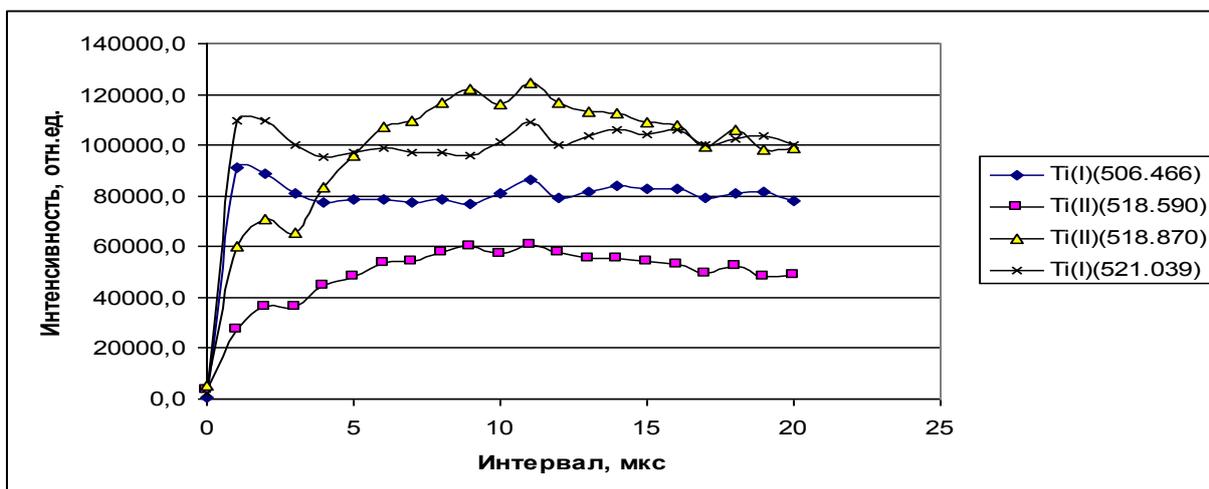


Рисунок 1 – Зависимость интенсивности атомных и ионных линий титана от интервала между импульсами

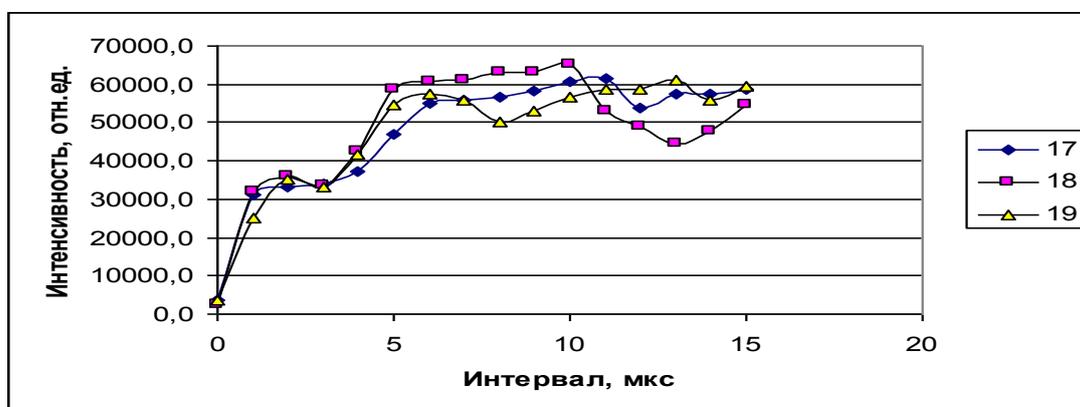


Рисунок 2 – Зависимость интенсивности ионной линии Ti II (518,931 нм) от интервала между импульсами для разных энергий накачки (энергия в рамке, в Дж)

О сложности процессов происходящих в плазме, особенно при малых интервалах, когда происходит конкуренция между процессами ионизации и рекомбинации ионов, можно видеть при сравнении интенсивностей ионных линий титана Ti (518,870 нм) I(1) и Ti (518,590 нм) I(2) (см. рис. 3). Наблюдаемые при малых задержках изменения отношения линий можно объяснить именно конкуренцией, так как определенный вклад в интенсивность ионной линии 2 дает изменения интенсивности атомной линии Ti (518,633 нм) [4].

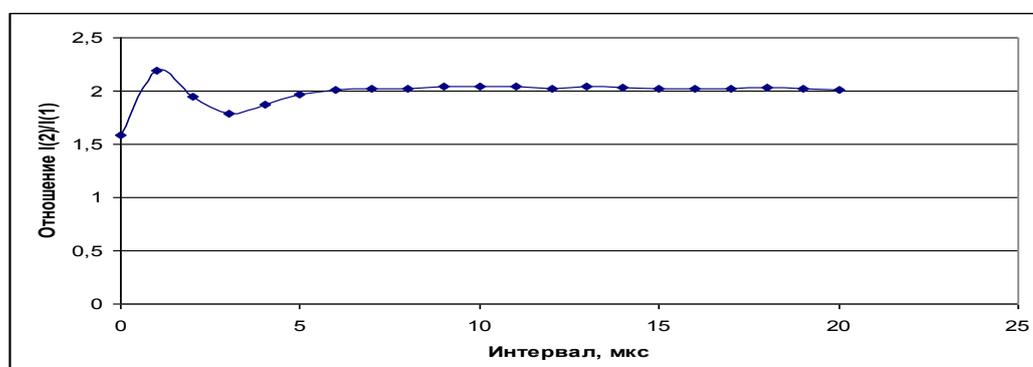


Рисунок3 – Отношение интенсивностей линий Ti (518,870 нм) I(1) и Ti (518,590 нм) I(2)

Наблюдаемое увеличение эмиссии ионизованных атомов Ti II при точной фокусировке может быть связано с возрастанием эффективности взаимодействия второго лазерного импульса с поверхностью мишени, приводящее к увеличению количества локально испаренного вещества и улучшению условий его возбуждения в присутствии нанокластеров и плазмы от первого импульса. При температуре лазерной плазмы в области искры порядка нескольких десятков эВ вещество атомизируется, ионизируется, возбуждаются практически все атомарные и ионные переходы. На первой стадии, совпадающей по времени с действием на плазму излучения второго импульса лазера, лазерная искра имеет спектральные линии, принадлежащие многократно ионизованным атомам, в том числе и лежащим в рентгеновской области. После прекращения лазерного импульса на протяжении нескольких микросекунд плазма расширяется и остывает, и затем она излучает спектры нейтральных, одно, двух, трех ионизованных атомов в зависимости от элемента.

Наличие резкого временного порога скорости образования однозаряженных ионов титана указывает на то, что причину наблюдаемых явлений необходимо искать в особенностях плазмообразования внутри образующегося достаточно глубокого канала. Картина плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий сдвоенными импульсами, что вызывается накоплением аблированных микрочастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. При этом воздействие последующего импульса, следующего через небольшой интервал времени, приводит к низкороговому оптическому пробою воздуха, насыщенного микрочастицами металла, и появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Одним из них является обычный факел лазерной плазмы на аблируемой поверхности и затем на дне формируемого отверстия, а другим – плазменно-пылевое облако, также возникающее на оси лазерного пучка, но отстоящее от поверхности на определенное расстояние. В этом случае появление плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит с одной стороны к дополнительной экранировке, а с другой, по видимому более важной, к созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Последний эффект обуславливает увеличение скорости пробивки по сравнению с одиночными или редко повторяющимися импульсами. Так, к примеру, в работах [5, 6] скорость пробивки менее 1 мкм/импульс при сравнимых плотностях мощности одиночного импульса в режиме редко повторяющихся импульсов, что примерно на порядок меньше (≈ 10 мкм/импульс) для высокой частоты повторения (10-200 кГц) и (≈ 15 мкм/импульс) при применении сдвоенных импульсов [7].

Выполненные спектроскопические исследования приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности титановой мишени, при воздействии на нее последовательных сдвоенных импульсов (25 имп на точку) показали возможность контроля и управления степенью ионизации плазмы. Определены временные интервалы между импульсами (1 – 15 мкс) и энергии накачки, обеспечивающие возможность получения максимальной интенсивности линий нейтральных и ионизованных атомов титана.

Список литературы

1. Сухов, Л.Т. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск, 1990.
2. Hermann, J. and Dutouquet, C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1999 – V.32. – P. 2707-2713.
3. Rohwetter, Ph., Mejean, I.Ju.G., Stehnaszczyk, K., Salmon, E., Kasparian, J., Wolf, I.P. and Woste. L. // J. Anal. At. Spectrom. – 2004 – V. 19. – P. 437 – 444.
4. Стриганов, А.Р., Свентицкий, Н.С. Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. М.: Атомиздат, 1966. – 900 с.
5. Климентов, С.М., Гарнов, С.В., Конов, В.И., Кононенко, Т.В. и др. // Труды ИОФ им. А.М. Прохорова РАН. – 2004. – Т. 60. – С. 13 – 29.

6. Гарнов, С.В., Климентов, С.М., Конов, В.И., Кононенко, Т.В., Даусингер, Ф. // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, №1. – С. 45 – 48.
7. Фадаиян, А.Р., Зажогин, А.П. // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2009. – №2. – С. 14 – 18.

А.Р. Фадаиян, С.В. Проценко, А.П. Зажогин – Белорусский государственный университет, Минск, pswco@rambler.ru, zajogin_an@mail.ru.

УДК 533.9; 621.793.6

А.Р. Фадаиян, Е.С. Воропай, А.В. Арсенов, А.П. Зажогин

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИКАЛОВ АЮ В ПЛАЗМЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ОКСИДИРОВАННЫЙ АЛЮМИНИЙ СЕРИЯМИ СДВОЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Анализ и целенаправленное изменение компонентного, зарядового и энергетического распределения состава лазерного факела возможно на основе дополнительного воздействия на первичную плазму дополнительного лазерного воздействия. При использовании схем и методов двухимпульсного лазерного воздействия при различных углах падения на мишень и плазму возможно одновременное проведение высокочувствительного спектрального анализа [1], контроля концентрации возбужденных и заряженных частиц плазмы и управлением составом плазмы, направляемой на подложку.

Цель работы состояла в том, чтобы показать возможность и определить условия для получения методом абляции сериями сдвоенных лазерных импульсов алюминиевых мишеней в воздушной атмосфере нанокластеров алюминия и (или) соединений алюминия, типа АЮ для использования в технологиях напыления тонких пленок.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. В качестве источника возбуждения плазмы в спектрометре используется двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемой энергией и интервалом между импульсами (модель LS2131 DM). Лазер обладает широкими возможностями как для регулировки энергии импульсов (от 10 до 80 мДж), так и временного интервала между импульсами (от 0 до 100 мкс). Лазер может работать с частотой повторения импульсов до 10 Гц и максимальной энергией излучения каждого из сдвоенных импульсов до 80 мДж на длине волны 1064 нм. Длительность импульсов ≈ 15 нс. Временной сдвиг между сдвоенными импульсами может изменяться с шагом 1 мкс.

Динамика изменения атомного и ионного состава приповерхностной плазмы и образования радикалов АЮ в глубине кратера исследована методом многоканальной атомно-эмиссионной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на пластинку алюминиевого сплава толщиной 1 мм от энергии их (15 – 60 мДж), изменения временного интервала между ними (1 – 20 мкс), изменения плотности мощности, путем расфокусировки воздействующего излучения.

Для изучения эффекта действия второго импульса на процессы в приповерхностной плазме изучена динамика свечения атомных и ионных линий алюминия при различных временных интервалах между лазерными импульсами. Задержка первого импульса постоянна и равна 130 мкс и при энергии импульсов накачки 15 Дж энергии импульсов излучения равна 57,9 и 37,1 мДж соответственно. Размер пятна повреждения ≈ 50 мкм. Как видно из полученных данных интенсивность линий двухзарядных ионов Al III достигает максимумами при временных интервалах

между сдвоенными импульсами порядка 10 – 15 мкс, в то время как для однозарядных – в интервале 5 – 10 мкс.

Следует отметить, что в связи с тем, что все процессы проходят в воздушной атмосфере естественно ожидать, что на каких-то стадиях процесса возможно образование молекулярных комплексов алюминия с кислородом, азотом и т.д.

Динамика образования одного из продуктов взаимодействия атомов алюминия с кислородом радикала АЮ изучена нами по эмиссионным спектрам этой молекулы. Наиболее интенсивными электронно-колебательными полосами в эмиссионных спектрах являются полосы с длинами волн 484,21 и 464,82 нм [2, 3].

Динамика образования АЮ исследована при воздействии серии одиночных и сдвоенных лазерных импульсов на алюминиевую мишень. На рис. 1 приведена в качестве примера зависимость интенсивность полос (484,22 нм, 486,64 нм) в спектрах АЮ от интервала между импульсами при энергии импульсов 55 мДж и воздействии на предварительно оксидированную поверхность алюминия (сумма 3 импульсов).

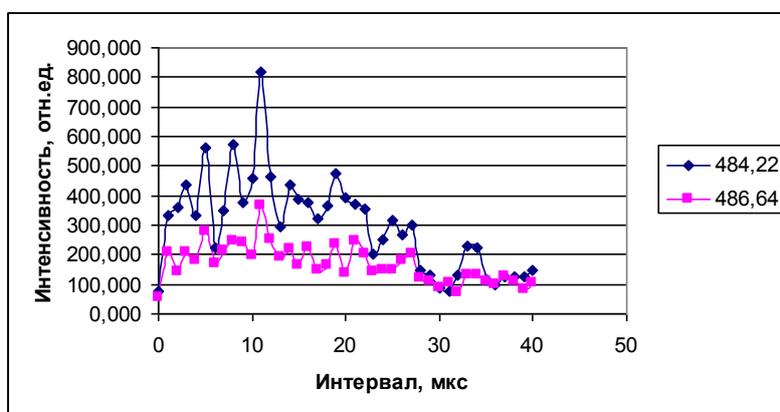


Рисунок 1 – Зависимость интенсивности полос АЮ (484,22 нм, 486,64 нм) в спектрах от интервала между импульсами

Как видно из рисунка наибольшая интенсивность полос наблюдается при интервале между импульсами порядка 10 мкс. С использованием указанного интервала и энергии нами проведено исследование процесса образования радикалов АЮ в зависимости от номера воздействующей пары импульсов на оксидированный в щавелевой кислоте алюминий. Данные проведенных исследований приведены на рис. 2.

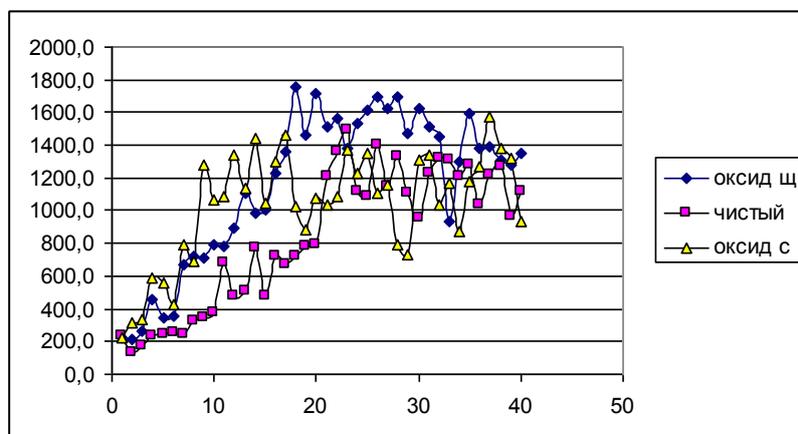


Рисунок 2 – Зависимость интенсивности полосы АЮ (484,22 нм) от номера импульса (глубины) при воздействии последовательности импульсов на оксидированный в щавелевой (оксид щ) и серной (оксид с) кислотах и чистый алюминий

Как видно из полученных данных процесс образования радикалов АЮ для чистого алюминия особенно заметен с увеличением глубины кратера. Предварительная оксидировка поверхности алюминия уменьшает число предварительных импульсов для получения более или менее постоянного потока радикалов АЮ. Особенно это заметно для поверхности оксидированной в серной кислоте. Заметные различия между скоростью нарастания потока радикалов при воздействии на оксидированные в различных кислотах поверхности алюминия можно объяснить тем, что покрытия, получаемые в сернокислотном электролите, достаточно толсты и пористы, в то время как получаемые в щавелевокислом электролите более тонкие и плотные [4].

Наличие резкого временного порога скорости образования радикалов АЮ указывает на то, что причину наблюдаемых явлений необходимо искать в особенностях плазмообразования внутри образующегося достаточно глубокого канала. Картина плазмообразования в воздушной среде существенно усложняется из-за явления последействия, практически неизбежного при формировании глубоких отверстий сдвоенными импульсами, что вызывается накоплением аблированных микрочастиц и кластеров в атмосфере образующихся полостей. При этом воздействие последующего импульса, следующего через небольшой интервал времени, приводит к низкороговому оптическому пробую воздуха, насыщенного микрочастицами металла, и появлению одновременно двух разнесенных в пространстве плазменных образований. Одним из них является обычный факел лазерной плазмы на аблируемой поверхности и затем на дне формируемого отверстия, а другим – плазменно-пылевое облако, также возникающее на оси лазерного пучка, но отстоящее от поверхности на определенное расстояние. В этом случае появление плазменно-пылевой области, отстоящей на определенное расстояние от поверхности, приводит с одной стороны к дополнительной экранировке, а с другой, по видимому более важной, к созданию высокотемпературного плазменного облака высокого давления, разлетающегося преимущественно по направлению отверстия. Последний эффект обуславливает увеличение скорости пробивки по сравнению с одиночными или редко повторяющимися импульсами. Так, к примеру, в работах [5, 6] скорость пробивки менее 1 мкм/импульс при сравнимых плотностях мощности одиночного импульса в режиме редко повторяющихся импульсов, что примерно на порядок меньше (≈ 10 мкм/импульс) для высокой частоты повторения (10 – 200 кГц).

Подтверждением указанного механизма может служить и тот факт, что при увеличении задержки между импульсами скорость пробивки отверстия уменьшается [7]. Результаты этих экспериментов позволяют полуколичественно определить среднее время существования и средний размер наночастиц металла и его соединений с кислородом, азотом и т.д., образующихся в воздушной среде в канале.

Таким образом, выполненные спектроскопические исследования характеристик приповерхностной лазерной плазмы, образуемой вблизи поверхности, при воздействии на нее последовательных сдвоенных лазерных импульсов на поверхность оксидированного алюминия показали возможность контроля и управления характеристиками плазмы и возможность получения необходимых концентраций и поступления радикалов АЮ в плазму.

Для установления условий оптимального влияния дополнительного лазерного импульса на целенаправленное формирование компонентного и зарядового состава приповерхностной лазерной плазмы проведены исследования образцов чистого и оксидированного алюминия методом лазерной искровой спектроскопии (ЛИС). Показана возможность увеличения количества радикалов АЮ при последовательном воздействии серии сдвоенных импульсов на мишень из оксидированного алюминия.

Список литературы

1. Сухов, Л.Т. Лазерный спектральный анализ. – Новосибирск, 1990.
2. Hermann, J., Dutuouquet, C. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1999 – V. 32. – P. 2707 – 2713.
3. Rohwetter, Ph., Mejean, I.Ju.G., Stehnszcyk, K., Salmon, E., Kasparian, J., Wolf I.P., Woste, L. // J. Anal. At. Spectrom. – 2004. – V. 19. – P. 437 – 444.
4. Инженерная гальванотехника в приборостроении. Под ред. профессора А.М. Гинберга. М.: Машиностроение. 1977. – С. 261 – 270.
5. Климентов С.М., Гарнов С.В., Конов В.И., Кононенко Т.В. и др. // Труды ИОФ им. А.М. Прохорова РАН. – 2004. – Т.60. – С. 13 – 29.
6. Гарнов С.В., Климентов С. М., Конов В.И., Кононенко Т.В., Даусингер Ф. // Квантовая электроника. – 1998. – Т.25, №1. – С. 45 – 48.
7. Фадалян А.Р., Зажогин А.П. // Вестник БГУ. Серия 1. – 2009. – № 2. – С. 14 – 18.

А.Р. Фадалян, Е.С. Воропай, А.В. Арсенов, А.П. Зажогин – Белорусский государственный университет, rcwco@rambler.ru, zajogin_an@mail.ru.

УДК 551.501.8

Л.И. Чайковская, О.В. Дубовик, П.В. Литвинов, С.М. Пригарин, Я.О. Грудо, Ф.А. Сперанский,
А.П. Чайковский, С.В. Денисов, А.Ю. Лопатин

АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ ДЛЯ АЛГОРИТМОВ ОБРАБОТКИ КОМПЛЕКСНЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ И ЛИДАРНЫХ ДАННЫХ*

В настоящее время дистанционное зондирование атмосферы наземными методами осуществляется в глобальной радиометрической сети AERONET и в лидарных сетях, таких как Европейская сеть EARLINET, региональная сеть CIS-LiNet, созданная на территории СНГ, и др.. Информация, обеспечиваемая данными AERONET об интегральных свойствах аэрозоля в столбе атмосферы и лидарными данными о вертикальных профилях параметров аэрозоля, является взаимодополняющей. Поэтому особый интерес вызывают результаты дистанционного зондирования атмосферы на объединенных лидарных и радиометрических станциях. Сеть объединенных станций включает, в частности, станции, базирующиеся в Институте физики (ИФ) НАНБ и в Лаборатории оптики атмосферы (ЛОА) Лилльского университета, Франция.

Для обработки совместных лидарных и радиометрических данных наблюдений усилиями ученых из ИФ НАНБ, ЛОА и других центров Европейской сети недавно был создан программный пакет LIRIC (**L**Idar-**R**adiometer **I**nversion **C**ode) [1]. Этот программный пакет использует интегральные микрофизические параметры аэрозоля, которые предварительно восстановлены из радиометрических измерений яркости и поляризации света неба и аэрозольной оптической толщины (АОТ) с помощью кода AERONET (большой вклад в развитие кода обращения для сети AERONET внес соавтор данного доклада О.В. Дубовик [2]). В текущий момент разрабатывается новая программа для обращения комплексных лидарных и радиометрических данных, которая, в отличие от предыдущей, включает восстановление микрофизических аэрозольных параметров [3]. Чтобы упростить процедуру восстановления, мы разрабатываем быстрые аналитические методики для численного моделирования измеряемых радиометром параметров многократно рассеянного в атмосфере излучения.

* Работа получила финансовую поддержку от Белорусско-Французского Фонда фундаментальных исследований (проект №Ф11Ф-008).

Постановка задачи: ищется решение уравнения, описывающего процесс переноса излучения в слое атмосферы. Яркость и поляризация пропущенного атмосферой солнечного излучения определяет сигналы, регистрируемые наземным радиометром. Модель атмосферы – плоскопараллельный бесконечно протяженный слой, имеющий небольшую оптическую толщину, освещенный на своей верхней границе мононаправленным бесконечно широким световым пучком. Земная поверхность моделируется поверхностью с двунаправленным, в общем случае, отражением. Рассеяние излучения в атмосфере является комбинацией молекулярного и аэрозольного рассеяния; поглощение излучения есть комбинация аэрозольного и неселективного газового поглощения. Наша цель – используя приближения, получить аналитические решения уравнения, позволяющие делать быстрые расчеты в итерационной процедуре обращения результатов измерений.

Предварительно мы сделали оценку применимости малоуглового приближения (МУП) для расчета яркости прошедшего атмосферу излучения путем сравнения рассчитанных в МУП и измеренных радиометром (взятых с сайтов AERONET) распределений яркости неба в альмукантанте. Два результата оценки показаны на рис. 1. Входными параметрами аэрозоля в расчете были те, которые восстановлены из радиометрических данных измерений используемых для сопоставлений. На рис. 1 видно неплохое согласие рассчитанных и измеренных распределений яркости на длине волны 675 нм (рис. 1 (б)) и неудовлетворительное согласие в случае 440 нм (рис. 1 (а)). Это может быть объяснено тем, что в коротковолновой области видимых длин волн большой вклад в яркость излучения в атмосфере вносит молекулярное (релеевское) рассеяние, которое не описывается на основе МУП.

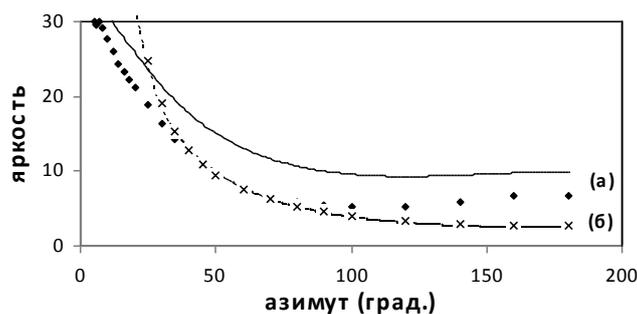


Рисунок 1 – Расчет в МУП (линии) в сравнении с радиометрическими измерениями (знаки) для яркости неба в альмукантанте. (а): длина волны $\lambda=440$ нм, угол освещения $\theta_0=76.4^\circ$, АОТ= 0,45; (б): $\lambda=675$ нм, $\theta_0=32,8^\circ$, АОТ= 0,25

Учитывая вывод предварительной оценки, мы стали развивать приближенный подход для моделирования переноса излучения применимый для сред со слабо вытянутыми фазовыми функциями, к классу которых относится и молекулярный слой атмосферы. Поскольку описание релеевского рассеяния требует учета, кроме яркости, также и поляризации излучения (даже если поляризация не используется как информативная характеристика, ее необходимо учитывать как фактор, влияющий на величину яркости), искомыми решениями являются решения векторного уравнения переноса поляризованного излучения (ВУПИ) определяющего 4×4 матрицу Грина проблемы (4×4 матрица связывает вектора Стокса падающего и рассеянного излучения). Используемый приближенный способ решения ВУПИ представляет собой обобщение приближенного способа решения «скалярной атмосферной задачи» (для яркости) описанного в монографиях В.В. Соболева [4]. Суть его в том что однократное рассеяние определяется точно, а многократное – приближенно. Приближенное решение получается после подстановки яркости, определенной в приближении Эддингтона, в уравнение переноса с ядром аппроксимированным двумя первыми членами его разложения по полиномам Лежандра и проведения следующей итерации

решения уравнения. Полученные решения имеют аналитический вид и применимы для сред со слабо вытянутыми фазовыми функциями. Чтобы распространить эту методику на случай сильно вытянутой вперед фазовой функции, мы используем ее формулировку в «дельта приближении» (т. е., с отрезанием пика фазовой функции) и дополнительно учитываем малоугловое рассеяние, определенное уравнением переноса с ядром – отрезанным пиком фазовой функции. Аналогичным образом в матричной форме мы строим решение векторных уравнений.

К настоящему времени, вышеописанным способом получены приближенные аналитические решения ВУПИ для ряда случаев геометрии и определяемых величин. Определена в аналитическом виде 4×4 матрица Грина проблемы переноса излучения в чисто релеевском слое атмосферы с произвольным поглощением с подстилающей Ламбертовской поверхностью. Это решение позволяет находить полный набор параметров рассеянного излучения при освещении слоя излучением произвольной поляризации. Примеры сопоставлений расчетов по развитой методике с данными, полученными на базе кода Монте Карло [5], показаны на рис. 2. Как видно, данные двух методов хорошо совпали.

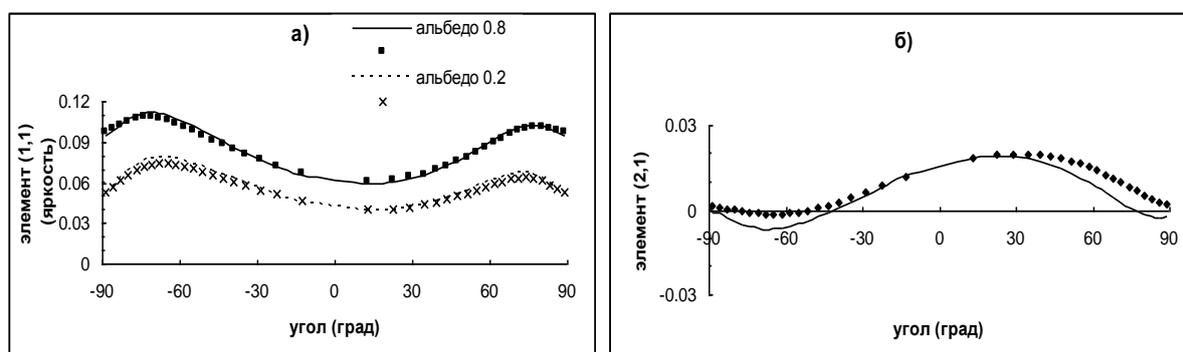


Рисунок 2 – Сравнение данных расчетов по развитой методике и посредством кода Монте Карло для элементов (1,1) (а) и (2,1) (б) 4×4 матрицы Грина проблемы переноса излучения в системе релеевская атмосфера – Ламбертовская поверхность. Угол освещения $66,4^\circ$, оптическая толщина слоя 1, альbedo поверхности 0,2 и 0,8, уровень наблюдения – непосредственно над поверхностью. На графике (б) линии для разных альbedo слились

При рассмотрении переноса солнечного излучения в атмосфере с аэрозолем, где рассеяние является комбинацией молекулярного и аэрозольного типов рассеяния, развиты аналитические методики расчета яркости и поляризации с включением модели Ламбертовской поверхности. Работа по учету двунаправленного отражения земной поверхностью только начата. Пример сопоставлений расчетов по развитой методике и на основе численных кодов дискретных ординат (ЛОА, Лилль) и сложения – удвоения (ИФ, Минск) приведен на рис. 3. Результаты на рис. 3 демонстрируют хорошую работу методики.

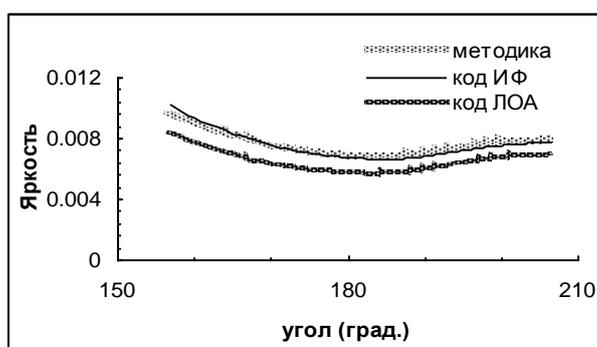


Рисунок 3 – Сравнение данных расчетов по развитой методике и на базе кодов сложения-удвоения (ИФ) и дискретных ординат (ЛОА) для яркости восходящего излучения на верхней границе слоя атмосферы. Оптическая толщина слоя 0,5, угол освещения 50°

Развиты аналитические приближенные методики численного моделирования многократного рассеяния поляризованного излучения в атмосфере с подстилающей Ламбертовской поверхностью, которые после дальнейшего развития будут использованы в новой версии многопараметрического алгоритма обработки комплекса лидарных и радиометрических данных для обеспечения реального времени процедуры обработки данных.

Список литературы

1. Чайковский, А., Дубовик, О., Голуб, Ф., Танре, Д., Денисов, С., Грудо, Я., Лопатин, А., Король, Я., Король, М., Лапенко, Т., Осипенко, Ф., Савицкий, Д., Слесарь, А., Чайковская, Л. Комплексное лидарное и радиометрическое зондирование атмосферного аэрозоля: алгоритмы обработки данных, программное обеспечение, распространение // Тезисы докладов. – XVIII Международный симпозиум Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы, 2-6 июля 2012 г., Иркутск.
2. Dubovik, O., King, M. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // J. Geophys. Res. – 2000. – 105(D16). – P. 20673 – 20696.
3. Лопатин, А.Ю., Чайковский, А.П., Дубовик, О.В., Лапенко, Т.В., Голоуб, Ф., Танре, Д. Объединение лидарных и фотометрических измерений в задачах зондирования атмосферного аэрозоля // Сборник трудов IX Международной конференции «Лазерная физика и оптические технологии», 30 мая – 2 июня 2012 г., Гродно.
4. Соболев, В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. – М.: Наука, 1972.
5. Пригарин, С.М. Основы статистического моделирования переноса поляризованного оптического излучения НГУ. – Новосибирск. – 2010.

Л.И. Чайковская, Я.О. Грудо, Ф.А. Сперанский, А.П. Чайковский, С.В. Денисов, А.Ю. Лопатин – Институт физики НАН Беларуси, Минск, l.chaikovskaya@dragon.bas-net.by
О.В. Дубовик, П.В. Литвинов – Лаборатория оптики атмосферы Лильского университета, oleg.dubovik@univ-lille1.fr.
С.М. Пригарин – Новосибирский государственный университет, sergeim.prigarin@gmail.com.

УДК 551.501.7

А.П. Чайковский, Л.И. Чайковская, С.В. Денисов, Я.О. Грудо, А.Ю. Лопатин, Я.А. Король

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ ДЛЯ СОВМЕСТНОГО ЛИДАРНО-РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ*

Солнечные радиометры используются для исследования атмосферного аэрозоля многочисленными научными группами по всему миру. Одной из крупнейших радиометрических сетей является глобальная сеть AERONET, использующая солнечные радиометры CIMEL Electronique. В рамках сети AERONET разработаны алгоритмы обращения радиометрических измерений, позволяющие восстанавливать совокупный объем аэрозольных частиц в столбе единичной площади, а также распределение частиц по размерам в диапазоне радиусов от 0,05 до 15 мкм, комплексный показатель преломления и долю несферических аэрозольных частиц [1]. С другой стороны, лидарные измерения позволяют восстанавливать высотные профили концентраций атмосферного аэрозоля, однако предоставляют недостаточно информации для определения состава аэрозольных частиц.

В большинстве жизненных ситуаций атмосферный аэрозоль неоднороден по высоте и представляет собой смесь из нескольких (двух и более) независимых фракций с существенно различными оптическими характеристиками. Для надежного восстановления высотных профилей аэрозоля с такими свойствами представляется целесообразным использование совмещенных

* Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф11Ф-008).

лидарно-радиометрических измерений [2]. Такой подход позволяет сочетать преимущества обеих техник, дополняя информацию о составе аэрозоля, получаемую с помощью радиометрических измерений, информацией о высотном распределении аэрозольных фракций, получаемой с помощью многоволнового атмосферного лидара.

В данной статье описывается простейшая версия алгоритма обращения совместных лидарно-радиометрических измерений, в которой готовая микрофизическая модель атмосферного аэрозоля, получаемая по результатам измерений в рамках радиометрической сети AERONET, дополняется многоволновыми лидарными измерениями на длинах волн 355, 532 и 1064 нм, а также поляриметрическими лидарными измерениями на длине волны 532 нм. Данный подход позволяет восстанавливать высотные профили трех независимых аэрозольных фракций: мелких сферических частиц (радиусом порядка 0.05–0.5 мкм), крупных сферических частиц (радиусом порядка 0,5 – 15 мкм) и крупных несферических частиц с высотным разрешением порядка 15 м.

С математической точки зрения алгоритм состоит в минимизации функционала:

$$\Psi_{C,R} = \Psi_1 C,R + \Psi_2 C + \Psi_3 C \rightarrow \min,$$

где:

$$\Psi_1 C,R = \sum_{j=1}^J k_j^2 \sum_{n=0}^N L_j^{\text{meas}} R_j, z_n - L_j^{\text{calc}} C, z_n \frac{\Delta z_n}{\Omega_j z_n},$$

$$\Psi_2 C = \sum_{m=1}^M f_m^2 \left(V_m^{\text{meas}} - 0.001 \sum_{n=0}^N C_m z_n \Delta z_n \right)^2,$$

$$\Psi_3 C = \sum_{m=1}^M d_m^2 \sum_{n=0}^N \left(\frac{-C_m z_{n-1} + 2C_m z_n - C_m z_{n+1}}{\Delta z_n^2} \right)^2 \Delta z_n,$$

$$L_j^{\text{meas}} R_j, z_n = R_j \frac{S_j^{\text{meas}} z_n}{S_j^{\text{meas}} z_{N_R}} \exp \left(-2 \sum_{i=n}^{N_R-1} \sigma_j^{\text{mol}} z_i \frac{\Delta z_i}{\cos \zeta_i} \right), \quad n = N_0 \dots N,$$

$$L_j^{\text{calc}} C, z_n = \frac{1}{\beta_j^{\text{mol}} z_{N_R}} \left(\sum_{m=1}^M C_m z_n b_{j,m} + \beta_j^{\text{mol}} z_n \right) \exp \left(2 \sum_{i=n}^{N_R-1} \sum_{m=1}^M C_m z_i a_{j,m} \frac{\Delta z_i}{\cos \zeta_i} \right),$$

$$n = N_0 \dots N,$$

$$L_j^{\text{meas}} R_j, z_n = L_j^{\text{meas}} R_j, z_{N_0}, \quad L_j^{\text{calc}} C, z_n = L_j^{\text{calc}} C, z_{N_0}, \quad n = 0 \dots N_0 - 1,$$

$C_m z_n$ – концентрация m -й аэрозольной фракции в ppb на высоте z_n над точкой измерения; R_j – калибровочный коэффициент, отвечающий за лидарное отношение в опорной точке для j -го лидарного канала, а также за корректировку погрешности, возникающей при измерении значения лидарного сигнала в опорной точке; $S_j^{\text{meas}} z_n$ – значение измеренного лидарного сигнала на высоте z_n ; V_m^{meas} – интегральная концентрация m -й аэрозольной фракции в микрометрах по данным радиометрических измерений; $a_{j,m}, b_{j,m}$ – коэффициенты аэрозольного ослабления и обратного рассеяния для j -го лидарного канала и m -й аэрозольной фракции при концентрации в 1 ppb , рассчитанные на основе микрофизической модели AERONET; $\sigma_j^{\text{mol}} z_n, \beta_j^{\text{mol}} z_n$ – коэффициенты молекулярного ослабления и обратного рассеяния для j -го лидарного канала на высоте z_n , считающиеся известными априорно; $\Omega_j z_n$ – оценка дисперсии лидарного сигнала для j -го канала на высоте z_n ; k_j, f_m, d_m – весовые коэффициенты, определяемые пользователем; ζ_i – зенитный

угол трассы лидарного зондирования на высоте z_i ; $\Delta z_i = z_i - z_{i-1}$; N_R – индекс опорной точки; N_0 и N – индексы нижней и верхней границ зоны лидарного зондирования соответственно.

Структура программного пакета

В состав программного пакета входят группа программ для осуществления лидарных измерений и предварительной подготовки лидарных данных (TropoSuite), программа ManualRetriever, отвечающая за подготовку данных радиометра AERONET и собственно расчет высотных профилей аэрозольных фракций, а также программа OutputViewer, предназначенная для визуализации результатов восстановления, сохраненных в базе данных программой ManualRetriever (см. рис. 1).

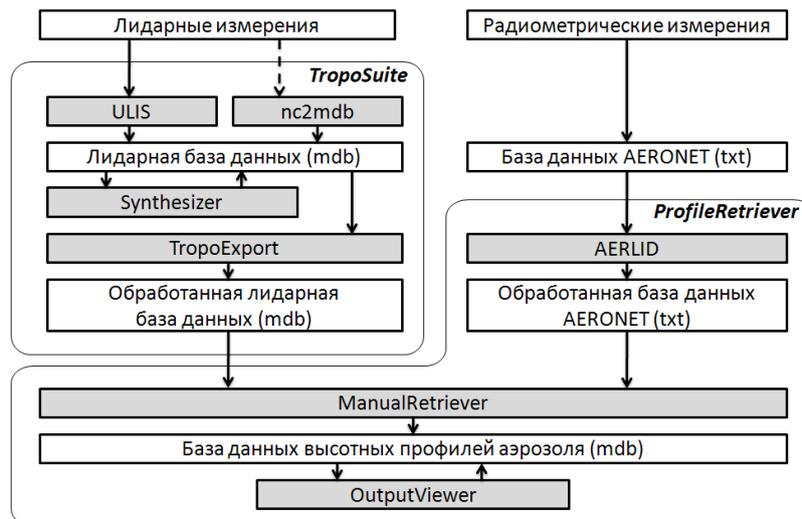


Рисунок 1 – Структура программного пакета

Входные данные радиометрических измерений представляют собой файлы в текстовом формате, генерируемые непосредственно в рамках алгоритмов обработки данных радиометрической сети AERONET. Дополнительная обработка радиометрических измерений, состоящая в пересчете восстановленных оптических характеристик аэрозоля для лидарных длин волн, осуществляется в случае необходимости программой ManualRetriever в фоновом режиме с помощью утилиты AERLID.

Входные данные лидарных измерений представляют собой базы данных в формате Microsoft Access, которые можно создавать либо автоматически в ходе проведения лидарного эксперимента (с помощью программы ULIS), либо получать посредством экспорта существующих файлов данных в формате NetCDF (с помощью программы nc2mdb). Программа Synthesizer позволяет осуществлять «склеивку» лидарных сигналов для ближней и дальней зон наблюдения (в случае наличия соответствующих измерений), расширяя тем самым диапазон высот, охватываемых зоной чувствительности лидарного зондирования. В программе TropoExport рассчитывается оценка дисперсии для выбранных лидарных сигналов, а также выполняется их усреднение вдоль трассы зондирования в соответствии с параметрами, заданными пользователем.

Пример результатов восстановления высотных профилей аэрозоля программой ManualRetriever представлен на рис. 2, (эксперимент проводился в городе Потенца, Италия, 19 августа 2010 года). На графике справа представлены восстановленные высотные профили для трех аэрозольных фракций: мелких частиц, крупных сферических и крупных несферических частиц (по горизонтали – высота над точкой измерения в километрах, по вертикали – концентрация аэрозоля в ppb). Слева – графики

реально измеренных и смоделированных по восстановленным данным лидарных сигналов, в относительных единицах (по горизонтали – высота над точкой измерения в километрах).

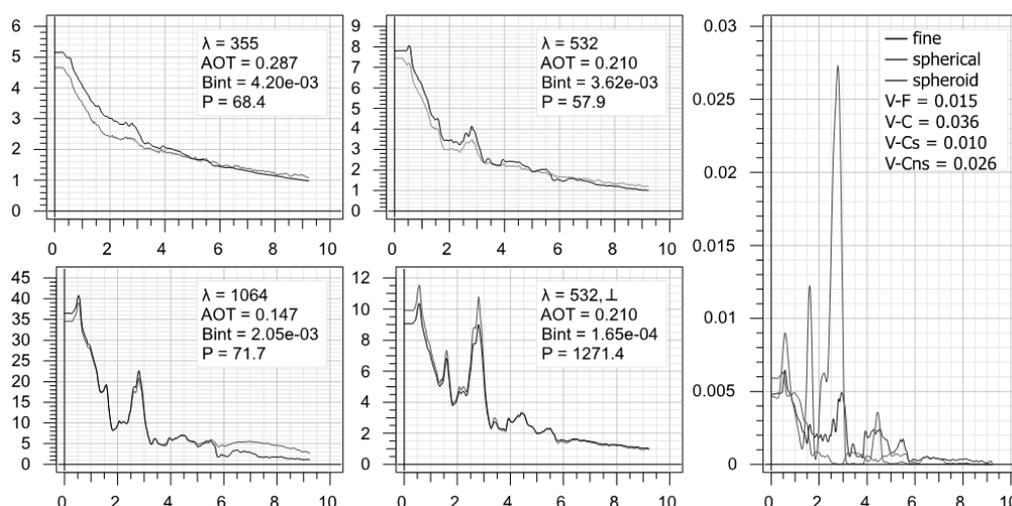


Рисунок 2 – Пример восстановления высотных профилей аэрозоля программой ManualRetriever

Разработана программная реализация алгоритма, позволяющего восстанавливать вертикальные профили нескольких независимых фракций атмосферного аэрозоля по данным совмещенных лидарных и радиометрических измерений.

Список литературы

1. Dubovik, O., King, M. A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // Journal of Geophysical Research. – 2000. – Т. 105, D 16. – С. 20673 – 20696.
2. Chaikovsky, A.P., Dubovik, O., Holben, B.N., Bril, A.I. Methodology to retrieve atmospheric aerosol parameters by combining ground-based measurements of multi-wavelength lidar and sun sky-scanning radiometer // Proceeding of SPIE. – 2002. – V. 4678. – P. 257 – 268.

А.П. Чайковский, Л.И. Чайковская, С.В. Денисов, Я.О. Грудо, А.Ю. Лопатин, Я.А. Король – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, chaikov@dragon.bas-net.by.

УДК 551.501.7

А.П. Чайковский, А.П. Иванов, А.С. Слесарь, С.В. Денисов, Ф.П. Осипенко

СОПОСТАВЛЕНИЕ ДАННЫХ НАЗЕМНОГО И СПУТНИКОВОГО ЛИДАРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЯ

Информация о пространственных распределениях параметров атмосферных компонентов составляет основную ценность данных космических измерений. Космические лидары, в силу очевидных ограничений на вес и габариты аппаратуры, потребляемую энергию, из-за первоочередной необходимости обеспечить абсолютную надежность аппаратуры и специфики космических измерений не могут достигнуть такого качества данных, которая доступна на стационарных лидарных станциях. Поэтому наземные лидарные станции высокого уровня призваны обеспечить валидацию данных космических лидаров. Одновременно, осуществляя измерения большого набора параметров атмосферы, наземные станции могут быть информационными узлами, которые позволяют «регуляризовать» пространственно-временные распределения параметров

атмосферных компонентов, которые строятся по спутниковым данным. Для реализации этой задачи должны быть обеспечены высокий технический уровень базовых наземных станций и разработаны и реализованы процедуры, обеспечивающие их координированную (сетевую) работу, прежде всего унификацию методики измерений и ключевых аппаратурных блоков. Очевидно, все перечисленные мероприятия эффективны только в рамках международного научного сотрудничества.

В настоящее время функционирует только один космический лидар CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) размещенный на платформе CALIPSO и является частью международного космического проекта «A-Train». В проекте реализован запуск серии спутников Aqua, CloudSat, CALIPSO, PARASOL, Aura, OCO, которые просматривают одно и тоже пространство различными аппаратами с интервалом менее 15 мин.

Начиная с 2006 г., когда был запущен спутник CALIPSO, осуществляется международный эксперимент по валидации данных спутниковых измерений и сопоставления их с результатами наземного зондирования на станциях Европейской лидарной сети EARLINET [1].

Станции, участвующие в эксперименте объединены в группы, которые осуществляют одновременные наблюдения. Станция Института физики в Беларуси работает в группе с лидарной станцией в г. Бельске (Польша). Программа эксперимента требует проведения максимально комплексных измерений в строго определенное время при отклонении орбиты спутника от места проведения измерений не более чем на 80 км.

Одним из основных факторов, вызывающих погрешности измерения лидарного сигнала со спутника, является малая величина отраженного излучения. Высота полета спутника CALIPSO составляет около 700 км. За счет геометрического фактора уровень лидарного спутникового сигнала меньше сигнала наземного лидара приблизительно на четыре порядка. На рис. 1 *а* представлен пример профиля спутникового лидарного сигнала (относительные единицы, высота – ось X в метрах) при измерении в регионе Беларуси с пространственным разрешением по высоте - 15 м и по горизонту - 330 м без усреднения. Высокая степень зашумленности сигнала не позволяет проводить его обработку. Усредненный по ансамблю измерений лидарный сигнал представлен черной кривой на рис. 1 *б*. При этом горизонтальное разрешение становится равным около 20 км. При дополнительном усреднении по высоте с окном 300 м лидарный сигнал представлен серой кривой на рисунке 1 *б*. На этом уровне усреднения обработка спутниковых данных становится возможной.

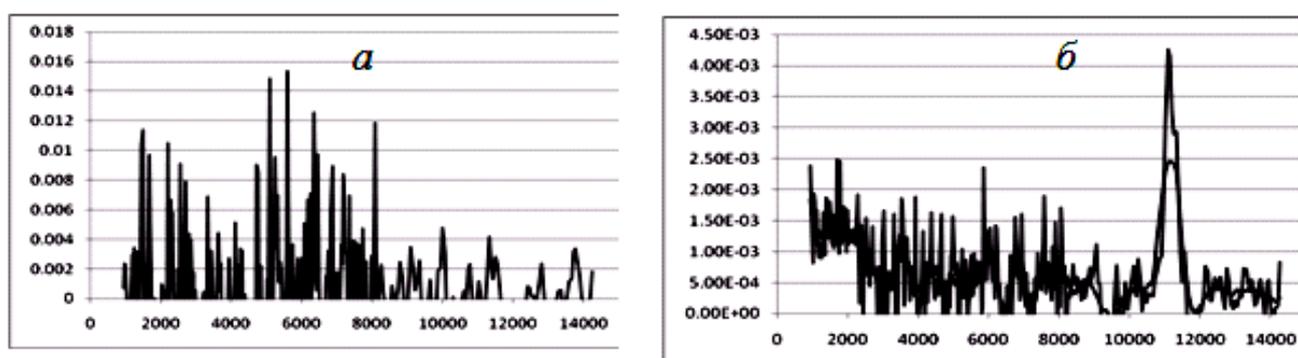


Рисунок 1 – *а* – Профиль лидарного сигнала спутника CALIPSO без осреднения;
б – усредненный профиль по ансамблю измерений на трассе 20 км (серая кривая), дополнительное усреднение по высоте 300 м (черная)

Приведем лишь несколько результатов сравнения наземных и космических лидарных измерений, представленных на рис.2. Данные в рассматриваемых условиях достаточно близки друг к другу. На основании статистического анализа результатов совместных наземных и космических

лидарных измерений были сделаны оценки разностей измеряемых системами сигналов обратного рассеяния. Результирующее распределение относительных разностей (CALIPSO-EARLINET)/EARLINET [%], приведено на рис. 3 (<http://www-calipso.larc.nasa.gov/products/>).

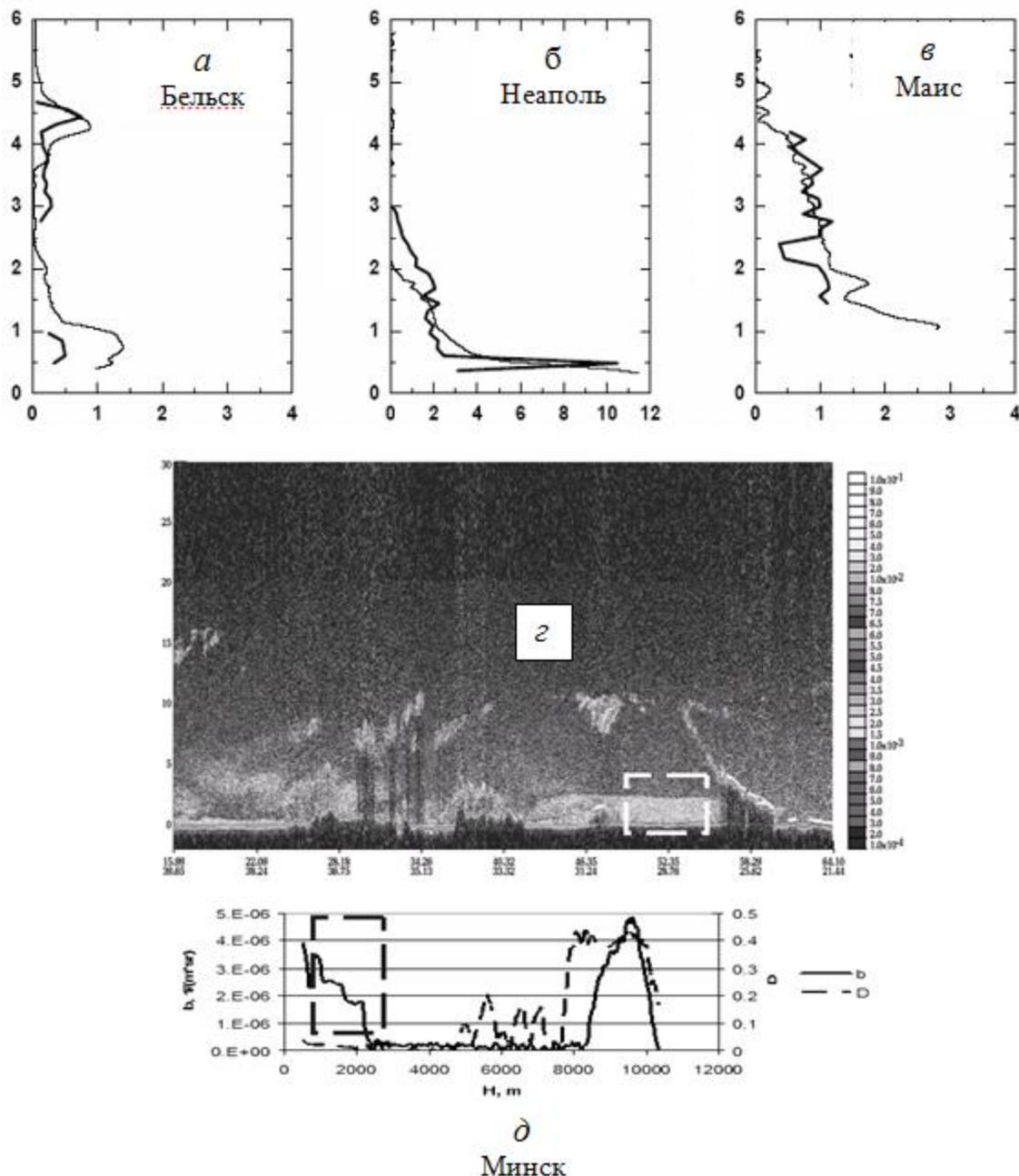


Рисунок 2 – *a, б, в* – вертикальные профили показателя обратного рассеяния в условных единицах до 6 км в трех населенных пунктах [2]; толстые линии – космическое зондирование, тонкие – наземное; *г* – высотные профили показателя обратного рассеяния b до 30 км по трассе движения спутника; справа – шкала b ; выделенный прямоугольником участок – территория Беларуси; *д* – зависимость b (вертикальная левая шкала) и степени деполяризации отраженного лидарного сигнала D (правая вертикальная шкала) от высоты H в метрах, полученные наземным лидаром

Следующие параметры характеризуют полученное распределение: среднее отклонение (относительное) – 4,6 %, относительное стандартное отклонение – 50 % и медиана – 0,6 %.

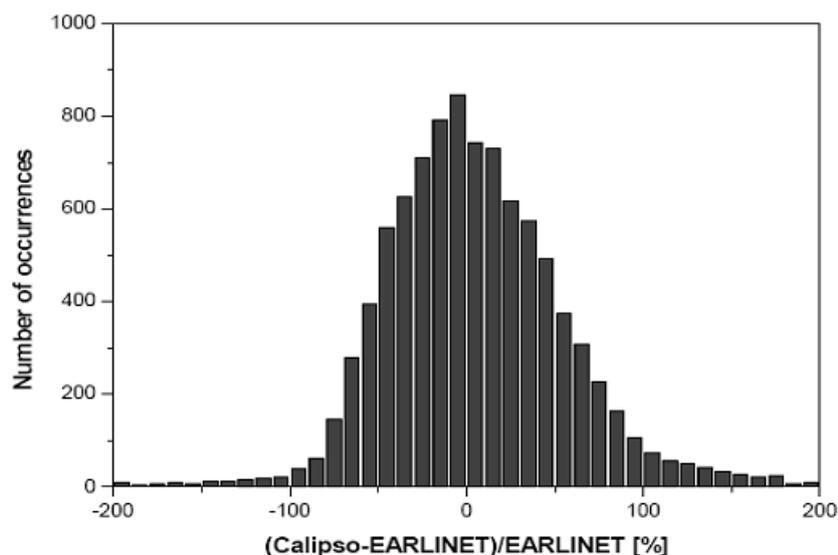


Рисунок 3 – Распределение относительных разностей между измерениями обратного рассеяния данных CALIPSO и станций EARLINET

Указаны разные условия измерения показателя ослабления атмосферы лидаром из космоса и с земли. Описан и реализован подход, при котором возможно сопоставление космических и наземных данных. Получены удовлетворительные результаты

Список литературы

1. Bosenberg, J., Ansmann, Baldasano, J., Balis, D., Bockmann, C., Calpini, B., Chaikovsky, A., Flamant, P., Hagard, A., Mitev, V., Papayanis, A., Pelon, J., Resendes, D., Schneider, J., Spinelli, Trickle, T., Vaughan, G., Viconti, G., Wiegner, V. EARLINET A European Aerosol Research Lidar Network // Advances in Laser Remote sensing: Selected papers 20-th International Laser Radar Conference (ILRC). Vichi. France. 10 – 14 July 2000. – 2000. – P. 155 – 158.
2. Pappalardo, G. et al. // SPIE Europe Remote Sensing 2009, Aug 31 – Sep 3, 2009. SPIE Proceedings. – 2009. – V: 7479 – 74790B. – 10 p.

А.П. Чайковский, А.П. Иванов, А.С. Слесарь, С.В. Денисов, Ф.П. Осипенко – Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, ivanovap@dragon.bas-net.by.

УДК 621.373.826:533.9

П.В. Чекан, А.Н. Чумаков, В.В. Шкурко

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ТЯГИ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО МИКРОДВИГАТЕЛЯ

Лазерно-плазменный двигатель (ЛПД) малой тяги рассматривается в настоящее время в качестве перспективного средства для коррекции орбит микро- и наноспутников и их ориентации в пространстве [1 – 4]. Важным преимуществом такого микродвигателя является возможность генерировать импульсы тяги с предельно малой и строго контролируемой величиной. Одним из важнейших параметров реактивного двигателя является удельный импульс тяги, равный отношению импульса тяги к весовому расходу рабочего тела, однако его определение для двигателя малой тяги является технически сложной задачей. Одним из подходов к ее решению является использование времяпролетного метода измерения скорости импульсных плазменных потоков с использованием зондов с целью последующего расчета импульса тяги. Такой подход был развит в настоящей работе и

использован для определения значений удельной тяги для ряда экспериментальных образцов лазерно-плазменных микродвигателей, разработанных в Институте физики НАН Беларуси совместно с ФГУП ЦНИИМАШ [3].

Экспериментальная установка и методы исследований. В основу экспериментальной установки для отработки методики измерения скорости импульсных плазменных потоков в вакууме с использованием электрического и оптического зондов положен импульсный Nd:YAG лазер LS-2135M и вакуумная система, обеспечивающая проведение экспериментов при давлении воздуха в вакуумной камере $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ Торр. Откачка воздуха осуществлялась диффузионным насосом Н-5 совместно с насосом НВПР-16-066. Получение импульсных потоков плазмы осуществлялось при воздействии лазерного излучения на латунную мишень, расположенную в вакуумной камере под углом 45° к падающему лазерному лучу. Лазерное воздействие на мишень осуществлялось Nd:YAG лазером LS-2135M, генерирующим на длине волны $\lambda = 532$ нм. Излучение лазера фокусировалось на поверхность мишени линзой с фокусным расстоянием $f_1 = 10$ см. Свечение лазерной плазмы собиралось с помощью линзы $f_2 = 8$ см и регистрировалось высокоскоростным фотодетектором HSP-IR6. Электрический зонд, представляющий собой проводник, заземленный через сопротивление $R = 50$ Ом, был установлен на расстоянии $L = 20$ мм от поверхности мишени. Сигналы электрического зонда и фотодетектора регистрировались осциллографом Tektronix DPO 3034. Схема эксперимента представлена на рисунке 1.

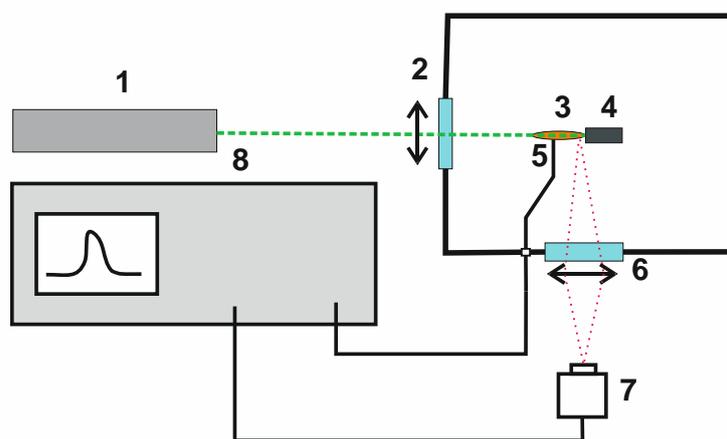


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки: 1 – излучатель лазера LS-2135M, 2 – линза $f = 10$ см, 3 – плазменный факел, 4 – мишень, 5 – электрический зонд, 6 – линза $f = 8$ см, 7 – фотодетектор HSP-IR6, 8 – осциллограф Tektronix DPO3034

В экспериментах регистрировалось свечение приповерхностной области факела для определения момента образования плазмы, а также потенциал, передаваемый лазерной плазмой электрическому зонду при контакте с ним, при различных плотностях мощности лазерного излучения. Общий вид осциллограмм сигналов фотодетектора и электрического зонда представлен на рисунке 2.

Скорость плазменного сгустка определялась из соотношения:

$$V = L/\Delta t, \quad (1)$$

где $L = 2$ см – расстояние от поверхности мишени до электрического зонда, Δt – интервал между сигналами фотодетектора и электрического зонда. Удельный импульс тяги определялся по формуле:

$$I_{sp} = V/g, \quad (2)$$

где $g = 9,81$ м/с² – ускорение свободного падения.

Экспериментальные результаты и их анализ. В ходе эксперимента была определена скорость плазменного сгустка и получена зависимость удельного импульса тяги от плотности мощности лазерного излучения. Как показал эксперимент, удельный импульс тяги в общем случае пропорционален плотности мощности лазерного излучения в степени $1/3$ и резко падает при приближении к порогу плазмообразования (рисунок 3).

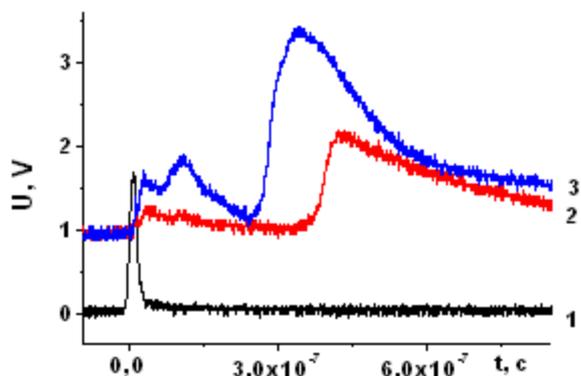


Рисунок 2 – Общий вид осциллограмм сигналов: 1 – сигнал фотодетектора, 2 – 3 – сигналы электрического зонда при разных плотностях мощности лазерного излучения ($q_2 = 2,5 \cdot 10^9$ Вт/см², $q_3 = 2,63 \cdot 10^9$ Вт/см²)

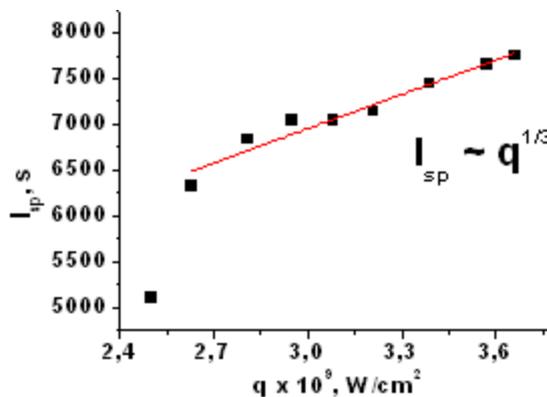


Рисунок 3 – Зависимость удельного импульса тяги от плотности мощности лазерного излучения

Для повышения точности измерений фотодетектор HSP-IR6 использовался также и в двухканальном режиме, когда на вход подавалось излучение плазмы не только из приповерхностной области факела, но и из его области, удаленной от поверхности мишени на расстояния ~ 3 мм. Это было реализовано с использованием фокона с маской, перекрывающей центральную часть его входного сечения. В таком режиме скорость плазмы определялась также и по временному интервалу между двумя пиками на осциллограмме сигнала фотодетектора (рисунок 4).

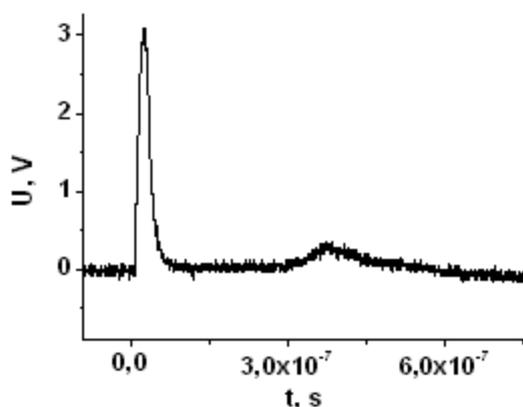


Рисунок 4 – Общий вид осциллограммы фотодетектора с фоконном

Разработанная методика была использована для определения удельного импульса тяги двух экспериментальных образцов ЛПД, разработанных в Институте физики НАН Беларуси совместно с ФГУП ЦНИИМАН (рисунок 5).



Рисунок 5 – Экспериментальный образец лазерно-плазменного двигателя на основе импульсного мини лазера RL1.0Q (без блока питания и системы подачи рабочего тела)

ЛПД испытывались с двумя разными рабочими телами: сплавом жидких металлов Ga+In и высокомолекулярной жидкостью на основе вакуумного масла с наполнителем. Результаты измерений приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты измерений удельного импульса тяги экспериментальных образцов ЛПД

	Рабочее тело ЛПД на основе сплава (Ga+In)	Рабочее тело ЛПД на основе высокомолекулярной жидкости
Блок ЛПД на основе Nd:YAG-лазера	3160 с ±5 %	4580 с ±5 %
Блок ЛПД на основе эрбиевого лазера	3200 с ±5 %	4000 с ±5 %

Разработана времяпролетная методика измерения скорости импульсных плазменных потоков в вакууме на основе электрического и оптического зондов и применена для измерения удельного импульса тяги экспериментального образца лазерно-плазменного двигателя. Показано, что ЛПД с жидкими рабочими телами как на основе высокомолекулярной жидкости, так и на основе сплава Ga+In обеспечивают достижение удельного импульса, превышающего 3000 с, что свидетельствует о перспективности разрабатываемых образцов микродвигателей.

Список литературы

1. Phipps, C.R., Luke, J.R. Laser plasma thruster. Patent 6530212 USA / 2003.
2. Чумаков, А.Н. Лазерно-плазменный двигатель. Патент на изобретение 2338918 C1RU / 20.11.2008.
3. Любченко, Ф.Н. Новая концепция лазерно-плазменного двигателя // Космонавтика и ракетостроение. – 2009. – №3 (56), С. 62.
4. Phipps, C. Laser – Ablation Propulsion // J. of Propulsion and Power. – 2010. – V. 26 (4). – P. 609.

П.В. Чекан, А.Н. Чумаков – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, chekan@imaph.bas-net.by, chumakov@imaph.bas-net.by.

В.В. Шкурко – Институт подготовки научных кадров НАН Беларуси, Минск, shkurko@ipnk.basnet.by.

УДК 533.9.082.5; 621.373.826; 621.793.79

Н.Х. Чинь, М.П. Патапович, Фам Уиен Тхи, И.Д. Пашковская, Ж.И. Булойчик, Н.И. Нечипуренко, А.Л. Танин, А.П. Зажогин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГИДРООКИСЕЙ К И Na НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КАТИОНОВ Са и Mg В ВЫСОХШИХ НА БУМАЖНЫХ ФИЛЬТРАХ КАПЛЯХ БЕЛКА МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

Своевременная диагностика и адекватная терапия хронической ишемии мозга относятся к числу приоритетных задач неврологии, направленных на предупреждение развития и

прогрессирования заболевания, снижения риска развития деменции [1]. При этом существующие методы объективизации эффективности лечебного воздействия при сосудистых заболеваниях головного мозга, к числу которых относится, например, исследование церебральной гемодинамики, дают лишь косвенное представление о состоянии головного мозга.

Ежегодный рост заболеваемости дисциркуляторной энцефалопатией и инвалидизации в связи с прогрессированием данного заболевания диктует необходимость поиска новых методов объективного мониторинга лечения больных ДЭ и доступных прогностических критериев развития инсульта [2]. Рядом авторов признается возможность получения интегрированной информации о состоянии организма и тенденций его изменений, заложенной в особенностях морфологической картины твердой фазы биологических жидкостей при помощи метода клиновидной дегидратации [3]

Процессы, протекающие при высыхании капли биологической жидкости на твердой смачиваемой подложке при комнатных условиях привлекают пристальное внимание исследователей уже несколько десятков лет [3]. Интерес к этим объектам вызван, прежде всего, тем, что в последние годы в медицинской диагностике нашел применение метод клиновидной дегидратации [3, 4]. Метод позволяет на основании анализа структур, образовавшихся при высыхании капли биологической жидкости (плазма крови, спинномозговая жидкость, слюна и т.д.), выявлять широкий набор различных заболеваний человека на доклинической стадии. Физико-химические причины возникновения этих структур на сегодняшний день не выяснены, проблема требует изучения. Однако эти эмпирические закономерности уже позволяют дать оценку состояния организма и активно используются в медицинской практике.

При высыхании капли биологической жидкости протекает множество разнообразных процессов различной природы от нано- до макроуровня. Однако до сих пор нет полной ясности относительно химического состава периферической и центральной части высушенных капель. Так, в частности, согласно [4 – 6] считается, что при высыхании происходит перераспределение компонентов: белок накапливается преимущественно по краям капли, в то время как соль распределена по диаметру капли более или менее равномерно.

В настоящей работе для разработки методик оценки радиального распределения элементов анализируется влияние гидроокисей калия и натрия, используемых в качестве осадителей, для хлоридов алюминия, кальция и магния, одних из основных элементов, входящих в состав белков, на их распределение при высыхании капли водного раствора яичного альбумина на поверхности пористого тела (бумажного фильтра) методом локальной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Динамика развития процессов абляции и приповерхностного образования плазмы исследовалась методом атомно-эмиссионной многоканальной спектроскопии при воздействии сдвоенных лазерных импульсов на поверхность высушенных образцов альбумина. На основании проведенных исследований были определены наиболее оптимальные параметры энергии импульсов излучения и временного интервала между сдвоенными импульсами.

Подготовка образцов проводилась по следующей методике. Капля водного раствора гидроокиси калия или натрия объемом 10 мкл с концентрацией 5 % наносилась на поверхность бумажного фильтра (синяя лента) диаметром 20 мм с помощью микропипетки. Процесс сушки проходил при температуре 40 °С и относительной влажности воздуха 30 – 35 % в течение примерно 5 мин. Затем поверх высушенной гидроокиси последовательно наносились водные растворы 0,5 % альбумина с хлоридами алюминия, кальция и магния. Образцы высушивались при вышеуказанных условиях.

На рисунке 1 представлены зависимость интенсивности линий кальция, в спектрах высушенных капель альбумина при добавке хлорида кальция с концентрацией 0,1 % Ca. По диаметру пробы проводился анализ в 30 точках.



Рисунок 1 – Интенсивность ионной линии Ca II (393,367 нм) в спектрах образцов.

На рисунке 2а, 2б и 2в приведены аналогичные зависимости для хлоридов кальция, магния и алюминия при нанесении первым слоя гидроокисей калия и натрия в качестве осадителей катионов

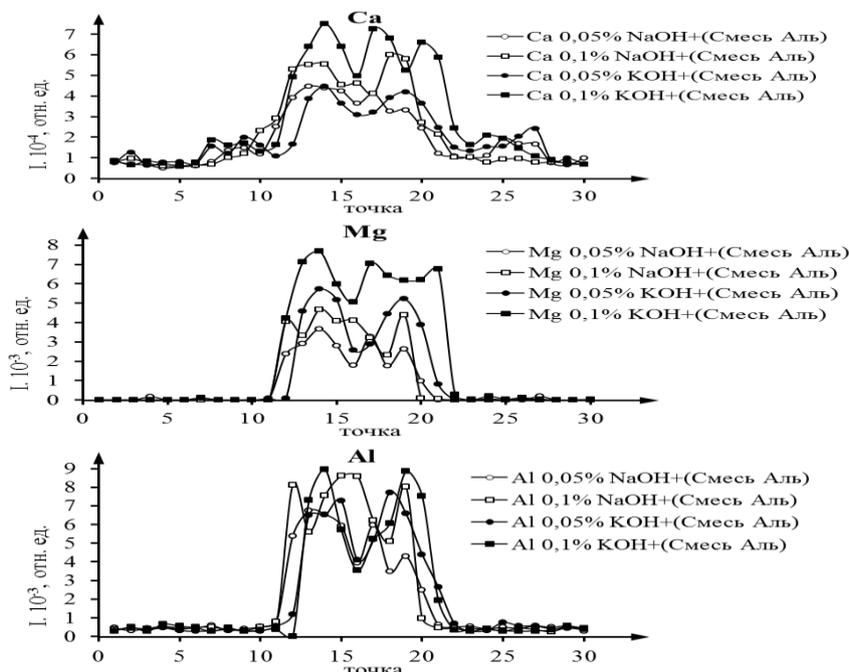


Рисунок 2 – Интенсивность ионной линии Ca II (393,367 нм) (а), атомной линии Mg I (383,826 нм) (б) и атомной линии алюминия Al I (396,153 нм) в спектрах образцов

Как видно из сравнения приведенных графиков наблюдается определенная закономерность между пространственным распределением элементов. Без использования осадителей соли распределяются практически по всей площади образца. При введении гидроокисей концентрация их в центральной части заметно начинает увеличиваться. Анализ позволяет сделать вывод, что это различие обусловлено преимущественным переносом катионов водой по капиллярам к краям фильтра в первом случае и образованием малорастворимых гидроокисей кальция, магния и алюминия во втором случае.

Из приведенных данных также видно, что размер высушенной капли, содержащей соли, зависит как от порядка нанесения растворов, так и вида гидроокиси. Наименьшие размеры капель получаются для солей магния и алюминия при использовании гидроокиси калия (4,8 мм), в то время как для образца с гидроокисью натрия размер \approx 5,4 мм. Площадь распределения кальция в каплях

несколько выше, что объясняется несколько большей растворимостью гидроксидов кальция по сравнению гидроксидами алюминия и магния. Так, для сравнения, растворимость гидроксидов алюминия ($1,10^{-4}$ г / 100 г H_2O) и магния ($1,2 \cdot 10^{-3}$) значительно меньше, чем для кальция (0,18). Известно, что при проведении процессов осаждения почти всегда приходится учитывать вероятность выпадения в осадок нескольких соединений, поскольку в анализируемом растворе возможно присутствие нескольких катионов, образующих малорастворимые соединения с осадителем. Так как вещество выпадает в осадок, когда произведение концентраций составляющих его ионов в растворе превышает произведение растворимости, то, очевидно, что первым будет выпадать то соединение, произведение растворимости которого будет достигнуто при минимальной концентрации осадителя.

Проанализировано влияние гидроксидов K и Na на пространственное распределение кальция, магния и алюминия при высыхании капли водного раствора яичного альбумина на поверхности пористого тела (бумажного фильтра) методом локальной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии. Показано, что предварительное нанесение на подложку гидроксидов существенно уменьшает скорость движения катионов к периферии при высыхании капли биологической жидкости и ее размер.

Список литературы

1. Яхно, Н.Н., Виленский, Б.С. Инсульт как медико-социальная проблема. // Русский медицинский журнал. – 2005. – Т. 13. – № 12. – С. 807 – 815.
2. Карпухина, М.Б. Динамика морфологической картины плазмы крови и когнитивных функций на фоне нейропротективной терапии при дисциркуляторной энцефалопатии / М.Б. Карпухина, Ю.П. Потехина, Е.А. Антипенко, А.В. Густов, И.В. Шишпор, М.Э. Бузовера // Медицинский альманах. – Нижний Новгород. – 2011. – № 1(14). – С. 69 – 71.
3. Шабалин, В.Н., Шагохина, С.Н. Морфология биологических жидкостей человека. – М.: Хризостом, 2001. – 304 с.
4. Тарасевич, Ю.Ю., Аюпова, А.К. Влияние диффузии на разделение компонентов биологической жидкости при клиновидной дегидратации. // ЖТФ. – 2003. – 73, вып. 5. – С. 13 – 17.
5. Тарасевич, Ю.Ю., Исакова, О.Л., Кондухов, В.В., Савицкая, А.В. Влияние режима испарения на пространственное перераспределение компонентов в испаряющейся капле жидкости на твердой горизонтальной подложке // ЖТФ. – 2010. – Т. 89, вып. 5. – С. 45 – 50.
6. Максимов, С.А. Морфология твердой фазы биологических жидкостей как метод диагностики в медицине // Бюллетень сибирской медицины. – 2007. – № 4. – С. 80 – 85.

Н.Х. Чинь, М.П. Патапович, Фам Уиен Тхи, Ж.И. Булойчик, А.П. Зажогин – Белорусский государственный университет, Минск, ngochoangch10@yahoo, zajogin_an@mail.ru.

Н.И. Нечипуренко, А.Л. Танин, И.Д. Пашковская – РНПЦ неврологии и нейрохирургии, Минск.

УДК: 651.849.19

М.М. Асимов, Р.М. Асимов, В.Ю. Плавский, А.Н. Рубинов, А.Б. Краснобаев, Д.Б. Владимиров

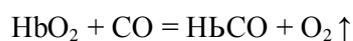
ФОТОДЕЗИНТОКСИКАЦИЯ ОТРАВЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ УГАРНОГО ГАЗА

Проблема эффективного устранения отравляющего действия угарного газа (СО) является актуальной и социально значимой задачей. До настоящего времени возможности современной медицины остаются весьма ограниченными и, поэтому, потери от последствия отравлений значительны.

Угарный газ представляет собой токсичный сильнодействующий газ без цвета и запаха. Токсичность угарного газа для организма человека связана с формированием комплекса карбоксигемоглобин (НbСО), при соединении с гемоглобином (Нb) крови. Стабильность комплекса НbСО в 360 раз превышает стабильность оксигемоглобина (НbО₂) крови. Рост концентрации НbСО в

крови приводит к снижению транспортировки кислорода (O_2) гемоглобином к жизненно важным органам и тканям.

Процесс присоединения CO к Hb происходит как одновременно протекающие и взаимно сопряженные реакции:



Образование комплекса HbCO блокирует оксигенацию Hb и приводит к нарушению его кислородтранспортной функции, что вызывает гипоксию (дефицит кислорода в плазме крови и биоткани).

Проблема эффективного устранения отравляющего действия угарного газа требует нового подхода при разработке современных, высокоэффективных методов.

В Институте физики НАН Беларуси предложен оптический метод устранения отравляющего действия CO [1, 2] и разработан аппарат медицинского назначения по экстракорпоральному облучению крови. Оптический метод позволяет на порядок повысить эффективность дезинтоксикации организма по сравнению с широко используемыми в современной клинической практике методами гипервентиляции легких чистым кислородом (O_2) и гипербарической оксигенации организма [4].

В медицинской практике принято считать легким и средним степенью тяжести отравления, когда CO связывает от 10 % до 30 % Hb крови; тяжелая степень отравления, когда угарный газ связывает от 30 % и более 60 % Hb крови, что представляет угрозу для жизни человека.

При острой интоксикации характерна высокая концентрация карбоксигемоглобина в крови, которая превышает 50 %; а при средней тяжести воздействия она составляет ~10 % и более, что превышает норму ~1 – 5 %.

Лечение тяжелых форм острого отравления угарным газом основано на кислородной терапии. Наиболее эффективным методом лечения острого отравления угарным газом средней, и особенно тяжелой степени тяжести является метод гипербарической оксигенации (ГБО). При средней степени тяжести отравления давление в камере должно быть порядка 1 – 1,5 атм., в тяжелых случаях ее поднимают до 2 – 2,5 атм.

Общая длительность сеанса 80 – 90 мин. Обычно в течение суток проводят один сеанс ГБО, в наиболее тяжелых случаях сеансы ГБО можно повторять до четырех раз в сутки. Вместе с тем метод ГБО имеет и ограничения к широкому применению, прежде всего побочным эффектом, связанным с кислородной интоксикацией при длительном его применении. Кроме того, он является громоздким и сложным в техническом обслуживании [3, 4].

Скорость расщепления CO от Hb крайне низка и при концентрации Hb(CO)₄ в крови ~ 20 % период его полураспада составляет не менее восьми часов. В клинической практике используется метод принудительной вентиляции легких чистым кислородом. Он позволяет несколько уменьшить это время, но не снимает проблему летального исхода, а при концентрациях Hb(CO)₄ в крови свыше 60 % угарный газ является основной причиной гипоксии у погибших вследствие пожаров.

Проблема эффективного устранения отравляющего действия угарного газа является актуальной и социально значимой задачей, и ее решение требует нового подхода при разработке современных, высокоэффективных терапевтических методов.

В данной работе представлены характеристики разработанного аппарата по экстракорпоральному облучению крови светодиодами источниками света для дезинтоксикации отравляющего действия угарного газа.

Аппарат предназначен для облучения крови оптическим излучением на длинах волн 530 нм, 540 нм и 560 нм, которые используются для фототерапии при тяжелой степени отравления угарным газом.

На рисунке 1 представлен внешний вид аппарата по экстракорпоральному облучению крови для дезинтоксикации отравляющего действия угарного газа.



Рисунок 1 – Внешний вид аппарата по экстракорпоральному облучению крови светодиодами

Технические характеристики:

- Время установления рабочего режима установки после включения не более 5 мин.
- Скорость прокачки крови 5, 10 и 15 мл/мин.
- Погрешность скорости прокачки крови не более $\pm 20\%$.
- Спектральный диапазон излучения от 530 до 630 нм.
- Время непрерывной работы установки не менее 8 ч.
- Информация о режимах работы установки выводится на цифробуквенный дисплей.
- Напряжение питания 230 ± 22 В. с частотой 50 Гц.
- Потребляемая мощность не более 80 ВА.
- Габаритные размеры не более $260 \times 250 \times 143$ мм.
- Масса установки не более 7 кг.

Экспериментальная установка оборудована системой защиты от вынимания кассеты во время работы.

На рисунке 2 представлена кассета для облучения крови светодиодами. Кровь циркулирует в трубке уложенным в виде спирали, таким образом, чтобы достичь максимального облучения расположенными по обеим сторонам светодиодами.

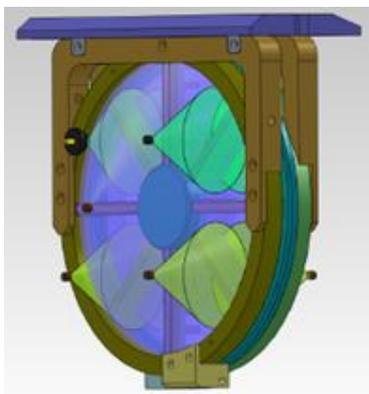


Рисунок 2 – Кассета для облучения крови светодиодами

Алгоритм работы аппарата предусматривает избирательное включение и отключение отдельных светодиодов, что позволяет варьировать различные параметры светового воздействия (такие, как длину волны подающего света или комбинации длин волн, оптическую мощность излучения и др.) для достижения необходимого терапевтического эффекта. Устройство предусматривает возможность увеличения и уменьшения дозы облучения путем изменения скорости прокачки крови.

В работе представлены характеристики и назначение разработанной аппаратуры по фотодезинтоксикации отравляющего действия угарного газа. Аппарат по экстракорпоральному облучению крови может найти широкое применение в современной медицине, и может быть полезен для МЧС при ликвидации последствий пожаров и техногенных катастроф.

Список литературы

1. Асимов, М.М., Асимов, Р.М., Рубинов, А.Н. Применение лазеров в медицине: о механизме биостимуляции и терапевтического действия низкоинтенсивного лазерного излучения // Труды III конференции по лазерной физике и спектроскопии. – Гродно. – 1997. – С. 169 – 172.
2. Асимов, М.М., Асимов, Р.М., Рубинов, А.Н. Лазерно-индуцированная фотодиссоциация карбоксигемоглобина: оптический метод устранения отравляющего действия монооксида углерода – угарного газа // Специальный выпуск «Биомедицинская оптика и спектроскопия» журнала «Оптика и спектроскопия». – 2010. – Т. 109. – № 2 – С. 1320 – 1325.
3. Grim, P.S. Hyperbaric Oxygen Therapy. / P.S. Grim // JAMA. – 1990 – V.263. – P. 2216 – 2220.
4. Ефунни, С.Н. Руководство по гипербарической оксигенации. – М.: Медицина, 1986.

М.М. Асимов, В.Ю. Плавский, А.Н. Рубинов, А.Б. Краснобаев, Д.Б. Владимиров – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, m.asimov@dragon.bas-net.by.

Р.М. Асимов – ООО «Сенсоэлектроника», Белорусский Парк Высоких Технологий, Минск, roustam@appsys.net.

УДК 621.378.325

С.С. Ануфрик, В.М. Катаркевич, М.Ф. Колдунов, А.А. Маненков, А.Н. Рубинов, Т.Ш. Эфендиев

РОС-ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ АКТИВИРОВАННОГО КРАСИТЕЛЕМ КОМПОЗИТА НАНОПОРИСТОЕ СТЕКЛО-ПОЛИМЕР, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ Nd:LSB МИКРОЛАЗЕРОМ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Широкое применение лазеров на красителях в различных областях научных и прикладных исследований делает актуальной задачу совершенствования известных и разработки новых лазерных систем. Среди обширного семейства лазеров данного типа особое место занимают лазеры с динамической распределенной обратной связью (РОС), отличающиеся простотой устройства, удобством в эксплуатации, возможностью получения перестраиваемого по спектру узкополосного излучения как наносекундной, так и пикосекундной и фемтосекундной длительности. Благодаря высоким выходным характеристикам, РОС-лазеры на красителях нашли применение в спектроскопии, биологии, экологии, медицине [1 – 4]. До недавнего времени в качестве источников возбуждения РОС-лазеров, как правило, использовались твердотельные, а также азотные и эксимерные лазеры. Поэтому, несмотря на простоту самих РОС-лазеров, создаваемые на их основе источники оказывались достаточно сложными и дорогостоящими системами. Значительные успехи, достигнутые в последние годы в разработке твердотельных импульсных микро- (микрочип-) лазеров с диодной накачкой, делают их весьма удачной альтернативой ранее использовавшимся источникам возбуждения РОС-лазеров, позволяя создавать на этой основе недорогие, компактные, удобные и надежные в работе лазерные системы с существенно улучшенными выходными характеристиками.

Ранее нами сообщалось о реализации высокостабильного источника перестраиваемого излучения на основе РОС-лазера на жидких растворах красителей, возбуждаемого субнаносекундным Nd:LSB микролазером с диодной накачкой [5, 6]. В то же время в качестве активных сред РОС-лазеров могут успешно использоваться активированные красителями твердотельные матрицы [7 – 9]. Помимо компактности и удобства в эксплуатации, такие активные среды превосходят растворы красителей по ряду термооптических характеристик, механической и климатической устойчивости. Так как большинство активированных твердотельных матриц отличаются от жидких растворов красителей меньшей температурной чувствительностью показателя преломления, то это позволяет существенно повысить стабильность выходных характеристик РОС-лазера.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектрально-энергетических характеристик излучения лазера с динамической РОС на основе активированного красителем композита, возбуждаемого излучением второй гармоники ($\lambda_n = 532$ нм; $\Delta\lambda_{0.5} < 0,005$ нм) субнаносекундного ($\tau_{0.5} \approx 0,5$ нс) твердотельного Nd:LSB микролазера с диодной накачкой STA-01SH с энергией $E_n \leq 80$ мкДж, стабильностью $\varepsilon \sim 0,4$ % (СКО), работающего с частотой следования импульсов $f \leq 500$ Гц. Использовался РОС-лазер на красителях оригинальной конструкции, в котором обеспечена возможность оперативного управления длиной волны генерируемого излучения в широких пределах при автоматическом поддержании высокой точности совмещения ($\leq 0,1$ мм) в активной среде двух интерферирующих пучков накачки. Активным элементом РОС-лазера служил композит нанопористое стекло - модифицированный полиметилметакрилат, допированный красителем пиррометен 580 [10-12], который ранее успешно зарекомендовал себя в качестве активной среды РОС-лазера, возбуждаемого излучением второй гармоники ($\lambda_n = 532$ нм) частотного ($f = 1 - 50$ Гц) наносекундного ($\tau_{0.5} \approx 17$ нс) АИГ:Nd-лазера [13]. В работе использовался образец композита с размерами $2,0 \times 1,4 \times 0,4$ см. Длина зоны возбуждения активного элемента составляла $0,7 - 0,9$ см при высоте $\sim 0,01$ см. Измерение энергетических характеристик излучения накачки и генерации осуществлялось откалиброванными по спектральной чувствительности фотодиодами ФД-24К с двухканальным аналого-цифровым преобразователем ADC20M/20-2. Спектральные характеристики измерялись с помощью дифракционного спектрографа ДФС-8 (дисперсия $0,3$ нм/мм), а также интерферометра Фабри-Перо с различными базами.

Генерация узкополосного излучения на основе РОС была получена при использовании как первого (рис.1, а), так и второго (рис.1, б) порядков брэгговской дифракции. При этом в работе предпочтение было отдано последнему, значительно более удобному с практической точки зрения варианту, при котором пучки накачки заводятся в активную среду непосредственно из воздуха, а не через боковые грани стеклянной треугольной равнобедренной призмы, оптический контакт которой с активным элементом обеспечивается, как правило, с помощью иммерсии. Хотя переход от первого ко второму порядку брэгговской дифракции сопровождался более чем двукратным повышением порога и заметным (примерно в 1,7 раза) падением КПД генерации, зато отсутствовали проблемы, связанные с нарушением качества тонкого иммерсионного слоя в процессе длительного частотного облучения образца композита.

Получен устойчивый режим генерации РОС-лазера с частотой следования импульсов, повторяющей накачку, и плавной перестройкой длины волны в диапазоне $542 - 586$ нм. При этом ширина $\Delta\lambda_c$ и структура спектра генерируемого излучения, энергия E_c и стабильность ε импульсов генерации зависели от степени превышения порога $\gamma = E_n/E_{nop}$, длины волны генерации, а также от частоты следования f и продолжительности (числа импульсов N) воздействия излучения микролазера на одну и ту же зону активного элемента.

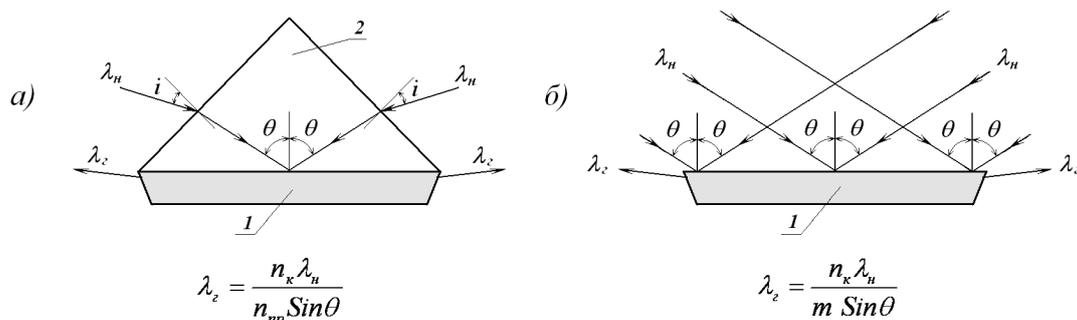


Рисунок 1 – Схема возбуждения генерации в РОС-лазере: 1 – композит; 2 – призма; λ_n – длина волны накачки; λ_z – длина волны генерации; i – угол падения пучка накачки на боковую грань призмы; θ – угол падения пучка накачки на границу раздела «призма-композит» (а), «воздух-композит» (б); n_{np} – показатель преломления материала призмы; n_k – показатель преломления композита; m – порядок дифракции Брэгга ($m = 2$)

На рис. 2 в качестве примера приведен спектр выходного излучения РОС-лазера, генерирующего в области максимума контура усиления активной среды ($\lambda_z = 566$ нм) при возбуждении свежей (ранее необлучаемой) зоны образца и уровне накачки $\gamma \approx 2,2$. Видно, что в данном случае имеет место одночастотный режим генерации с шириной линии $\Delta\lambda_{z,0.5} \approx 0,008$ нм. После продолжительного ($N \sim 5 \times 10^5$) возбуждения одной и той же зоны активного элемента импульсами микролазера с энергией $E_n \sim 60$ мкДж в спектре генерации появлялись дополнительные компоненты, а его общая ширина достигала $\Delta\lambda_z = 0,08 - 0,15$ нм.

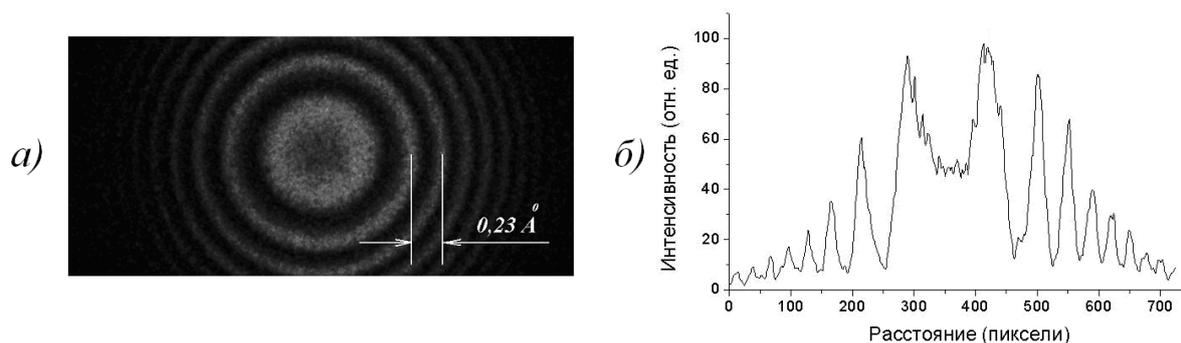


Рисунок 2 – Интерферограмма (а) и соответствующая ей интенсивнограмма (б) спектра излучения РОС-лазера ($\lambda_z = 566$ нм, $\gamma \approx 2,2$)

Результаты измерений зависимости энергии генерации РОС-лазера от энергии накачки ($\lambda_z = 566$ нм) представлены на рис. 3, а. Видно, что указанная зависимость носит близкий к линейному характер, а при $E_n \approx 73$ мкДж КПД генерации РОС-лазера достигает $\eta \sim 15$ %. При этом дифференциальный КПД ($\eta_d = dE_z/dE_n$) составляет $\eta_d \sim 20$ %. Спектральная зависимость эффективности генерации РОС-лазера демонстрируется рис. 3, б.

Проведенные исследования ресурсных характеристик излучения РОС-лазера на основе композита показали, что имеет место монотонное уменьшение эффективности генерации η с увеличением числа возбуждающих импульсов N . Так, например, при $E_n \approx 66$ мкДж и частоте следования импульсов $f = 250$ Гц 50 %-е падение первоначального КПД наблюдалось после воздействия на одну и ту же зону активного элемента $\sim 4,5 \times 10^5$ возбуждающих импульсов (рис. 4). При поочередном использовании соответствующих зон двух рабочих поверхностей композита (1,4×2,0 см) и зазоре между зонами $\sim 0,015$ см ресурс работы РОС-лазера на одном образце может составить $\sim 10^8$ импульсов.

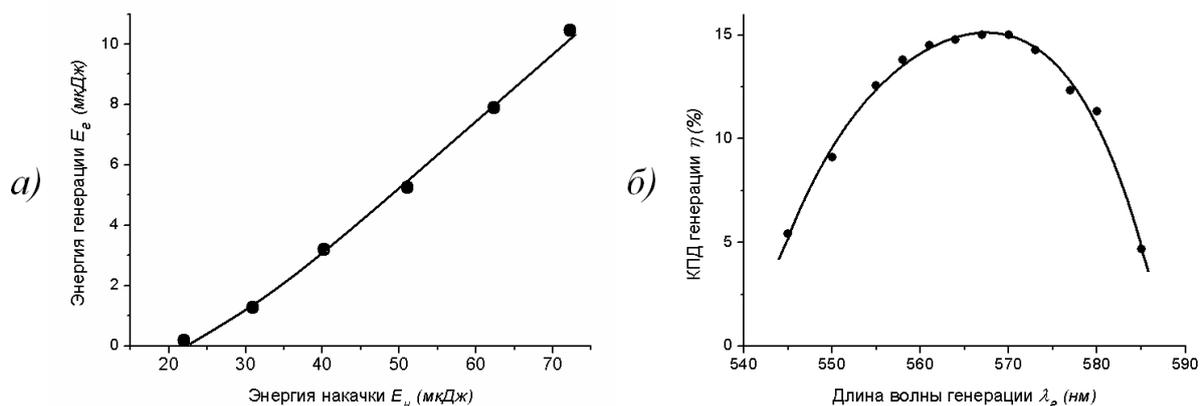


Рисунок 3 – Зависимость энергии генерации РОС-лазера от энергии накачки ($\lambda_r = 566$ нм) (а) и КПД генерации от длины волны (б)

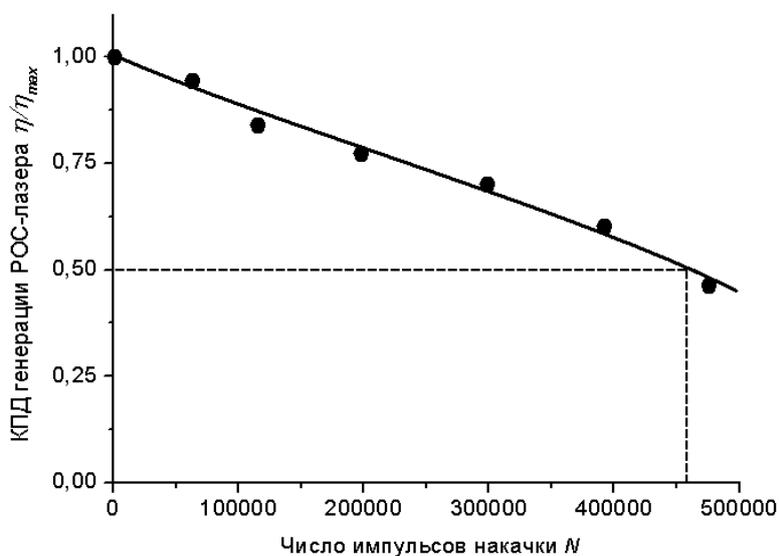


Рисунок 4 – Зависимость КПД генерации РОС-лазера η/η_{\max} от числа импульсов накачки N ($E_n \approx 66$ мкДж, $\lambda_r = 566$ нм; $f = 250$ Гц)

Результаты измерений энергетической стабильности ε генерируемого РОС-лазером излучения показали, что она находится в пределах 0,6 – 2,5 %. Оценки температурной стабильности длины волны генерации $d\lambda_g/dT$, выполненные на основе имеющихся данных по термооптическим характеристикам композита, свидетельствуют о том, что ее абсолютное значение не превышает 0,0008 нм/град., что более чем на два порядка лучше аналогичной характеристики РОС-лазера, использующего жидкие растворы красителей.

Сообщается о реализации компактного и высокостабильного источника перестраиваемого по спектру излучения на основе лазера с динамической распределенной обратной связью, возбуждаемого излучением второй гармоники субнаносекундного твердотельного $Nd:LSB$ микролазера с диодной накачкой, при использовании в качестве активной среды композита нанопористое стекло-полимер, активированный красителем пиррометен 580.

Литература

1. Cacciani, P., Brandi, F., Sprengers, J.P., Johansson, A., L'Huillier, A., Wahlström, C.-G., Ubachs, W. // Chem. Phys. – 2002. – V. 282. – P. 63 – 73.
2. Yaney, P.P., Kliner, D.A.V., Schrader, P.E., Farrow R.L. // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – V. 71. – P. 1296 – 12105.
3. Khan, N., Idrees, A. // J. of Biomed. Opt. – 2001. – V.6. – P. 86.

4. Ushimura, T., Kawanabe, S., Maeda, Y., Imasaka, T. // Anal. Sci. – 2006. – V.22. – P.1291 – 1295.
5. Эфендиев, Т.Ш., Катаркевич, В.М., Рубинов, А.Н., Берба, М., Стальнионис, А. // Материалы VIII Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии». – Минск. – 2010. – Т. 1. – С. 25 – 28.
6. Efendiev, T.Sh., Katarkevich, V.M., Kadjar, Ch.O., Karamaliev, R.A. // Azerbaijan Journal of Physics. Fizika. – 2011. – V. 17, № 2. – P. 7 – 10.
7. Рубинов, А.Н., Эфендиев, Т.Ш. // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 12. – С. 2359 – 2366.
8. Efendiev, T.Sh., Katarkevich, V.M., Kostenich, Yu.V., Rubinov, A.N. // Proc. of the Int. Conf. «Refractometry». – 1995. – Proc. SPIE. – V. 2208. – P. 88 – 93.
9. Эфендиев, Т.Ш., Рубинов, А.Н., Катаркевич, В.М. // Докл. АН Беларуси. – 1996. – Т.40, № 2. – С. 49 – 52.
10. Алдэг, Г.Р., Долотов, С.М., Колдунов, М.Ф. Квантовая электроника. – 2000. – Т.30, № 11. – С. 954 – 958.
11. Алдэг, Г.Р., Долотов, С.М., Колдунов, М.Ф. Квантовая электроника. – 2000. – Т.30, № 12. – С. 1055 – 1059.
12. Долотов, С.М., Колдунов, М.Ф., Маненков, А.А. Квантовая электроника. – 2002. – Т.32, № 8. – С. 669 – 674.
13. Эфендиев, Т.Ш., Катаркевич, В.М., Рубинов, А.Н., Ануфрик, С.С., Колдунов, М.Ф., Маненков, А.А. // Материалы VII Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии». Минск. – 2010. – Т.3. – С. 481 – 484.

С.С. Ануфрик – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, anufrick@grsu.by.

А.Н. Рубинов, В.М. Катаркевич, Т.Ш. Эфендиев – Институт физики им.Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, katarkevich@dragon.bas-net.by.

М.Ф. Колдунов, А.А. Маненков – Институт общей физики им.А.М. Прохорова РАН России, modest@iof.ran.gpu.ru.

УДК:615.849.19

М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Батян, М.О. Трусевич, А.Н. Рубинов

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СТАБИЛЬНОСТЬ ОКСИГЕМОГЛОБИНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭКОТОКСИКАНТОВ

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по влиянию оптического излучения на снижение токсического воздействия тяжелых металлов и химических соединений (экоотоксикантов) на кислородтранспортную функцию гемоглобина крови.

Установлено, что оптическое излучение оказывает стабилизирующее действие и препятствует снижению концентрации оксигемоглобина, которую могут вызывать присутствие фенола и тяжелых металлов в крови. Исследована эффективность нейтрализации токсичного воздействия экоотоксикантов от времени облучения лазерным излучением.

Экоотоксиканты - вредные химические вещества, загрязняющие окружающую среду и отравляющие находящиеся в ней организмы. Основными источниками поступления экоотоксикантов в окружающую среду являются: предприятия химической, металлургической, нефтедобывающей промышленных отраслей. В сельском хозяйстве химических средств борьбы с вредителями растений, сорняками, химических удобрений.

Гемоглобин является основной субстанцией эритроцита. Этот протеин является тетрамером, состоящий из двух α -протеиновых субъединиц и β -протеиновых субъединиц (в нормальном гемоглобине взрослого человека HbA). Каждая из α - и β -субъединиц содержат кислород связывающий центр, гем - соединение с атомом железа в центре. Именно атом железа связывает молекулу кислорода в легких и высвобождает в тканях организма.

Для исследований использовалась кровь взрослого человека HbA₁, который составляет более чем 90 % всего человеческого гемоглобина, в то время как другие минорные компоненты, такие как фетальный HbF (~ 1 %) и гемоглобин HbA₂ (2 или 3 %) составляют остаток.

Для выделения HbA из крови или эритроцитов, и его очистки использовался метод ионообменной хроматографии модифицированной версии предложенной Perutz [1]. Кровь для исследования была предоставлена ГУ «РНПЦ Гематологии и Трансфузиологии» от практически здоровых взрослых доноров.

Методика измерений:

Исследование влияния экотоксикантов на оксигемоглобин крови проводили по следующей схеме:

- Готовили четыре образца раствора гемоглобина объемом 2 мл в концентрации 20 μ M по гемму.
- Один образец служил контролем.
- Во второй образец добавляли экотоксиканты в концентрации 0,04 Mm.
- Третий образец подвергали лазерному облучению в течение одного часа при комнатной температуре.
- Четвертый – вначале подвергали облучению и затем вносили экотоксиканты.
- Спектры поглощения образцов необлученного и облученного гемоглобина с экотоксикантами записывали в течение 1 часа в диапазоне длин волн 350 – 700 нм [2].

Для получения раствора гемоглобина клеточный детрит осаждали центрифугированием при 11000 об/мин в течение 30 мин при 4 °С. Затем проводили диализ полученного таким образом раствора гемоглобина против 50 мМ Tris буфера, pH 8,6 (содержащего ЭДТА), при 4 °С удаляя NaCl и другие низко молекулярные соединения [3,4].

Процентное содержание кислорода рассчитывалось по следующей формуле [1]:

$$\text{Содержание кислорода (\%)}_1 = \frac{12,23 - 9,92 \frac{A_{560}}{A_{540}}}{3,77 + 3,88 \frac{A_{560}}{A_{540}}} \times 100$$

Результаты и обсуждение

Измерения приводились для большого числа солей тяжелых металлов и вредных химических веществ, таких как фенол, карбоксин, дифенокназол и т.п.

На рисунке 1 приведена зависимость концентрации оксигемоглобина при воздействии дифенокназола без лазерного облучения и при воздействии лазером.

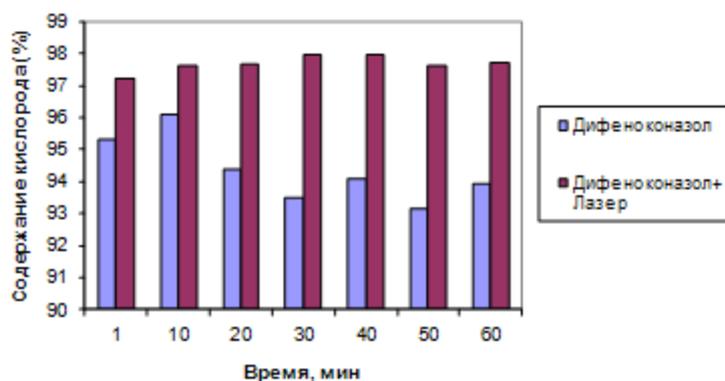


Рисунок 1 – Зависимость концентрации оксигемоглобина от времени инкубации при воздействии дифенокназола и лазерного излучения; температура инкубации 37 °С

На рисунке 2 приведена зависимость концентрации оксигемоглобина при воздействии хлорида кобальта без лазерного облучения и при воздействии лазерным излучением.

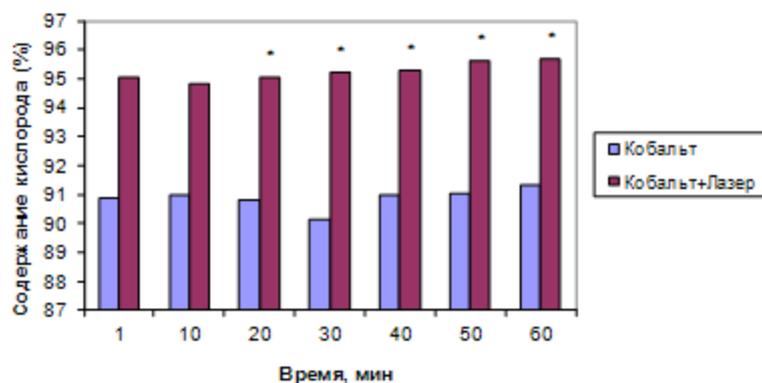


Рисунок 2 – Зависимость концентрации оксигемоглобина от времени воздействия хлорида кобальта и лазерного излучения; температура инкубации 37 °С

На рисунке 3 приведена зависимость концентрации оксигемоглобина при воздействии фенола без лазерного облучения и при воздействии лазерным излучением.

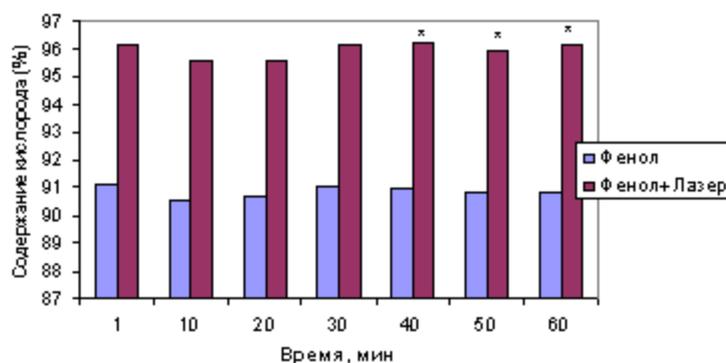


Рисунок 3 – Зависимость концентрации оксигемоглобина от времени воздействия фенола и лазерного излучения; температура инкубации 37 °С

Эритроциты, как и содержащие в молекулы гемоглобина подвержены разрушению при воздействии различных внешних факторов, таких как, например, механические, и особенно при воздействии гемотоксичных веществ. Такие вещества, поступая из окружающей среды в организм, разрушают клетки в кровяном русле. Экспериментально полученные результаты, показывают, что лазерно-оптическое излучение способствует нейтрализации токсического действия экотоксикантов.

Механизм действия лазерного излучения связан с поглощением света гемом в молекуле гемоглобина. Поглощенная энергия в гемме расположенного в двух α и β протеиновых субъединицах частично вызывает фотодиссоциацию связанного кислорода атомом железа. Остальная часть поглощенной энергии лазерного излучения безызлучательно распределяется в белке глобина. При незначительной интенсивности лазерного излучения, недостаточного для инициирования процесса фототермолиза распределенная по белку энергия способна вызвать лишь конформационные изменения в его структуре, о чем свидетельствуют полученные результаты. Следует отметить, что стабильность молекулы оксигемоглобина по отношению к разрушающему действию экотоксикантов достигается непосредственно при воздействии лазерным излучением. Наблюдаемые конформационные изменения в структуре оксигемоглобина, способствует к его устойчивости к тепловой денатурации.

Таким образом, установлено, что лазерное излучение вызывает конформационные изменения в структуре оксигемоглобина, переводя к более устойчивой к действию экотоксикантов и тепловой

денатурации форме. Дальнейшие исследования позволят разработать оптические методы профилактики токсического действия экотоксикантов.

Представлены результаты исследований влияния излучения низкоинтенсивного лазера на разрушающее действие экотоксикантов и процессы тепловой денатурации гемоглобина крови. Установлено, что лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений и стабилизирует молекулы гемоглобина при воздействии на него экотоксикантов. Показано, что полученные данные могут быть использованы в медицинской практике для повышения надежности условий консервации и хранения донорской крови, а также профилактики отравляющего действия вредных химических веществ в окружающей среде обитания.

Список литературы

1. Perutz, M. F. Preparation of haemoglobin crystals. – 1968. J. Crystal Growth. – V 2. – P 54 – 56.
2. Ronald, L. Nagel. Hemoglobin Disorders: Molecular Methods and Protocols. Humana Press Inc. – Totowa. – 2002. – 285 p.
3. Huisman, T.H.S., Dozy, A.M. Studies on the heterogeneity of hemoglobin. IX. The use of tris (hydroxymethyl) aminomethane-HCl buffer in the anion-exchange chromatography of hemoglobins // J.Chromat. – 1965. – V. 19. – №1, P. 160 – 169.
4. Huisman, T.H.S., Dozy, A.M. Studies on the heterogeneity of hemoglobin. IV. Chromatographic behavior of different human hemoglobins on anion-exchange cellulose (DEAE-cellulose) // J.Chromat. – 1962. – V. 7. – P. 180 – 203.

М.М. Асимов, А.Н. Рубинов – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, m.asimov@ifanbel.bas-net.by.

Р.М. Асимов – ООО «Сенсотроника», Белорусский Парк Высоких Технологий.

А.Н. Батын – Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова, Минск.

М.О. Трусевич – Республиканский научно-практический центр эпидемиологии и микробиологии, Минск.

УДК:615.849.19

М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Рубинов, А. Гизбрехт

ВЛИЯНИЕ ФОТОДИССОЦИАЦИИ ОКСИМИОГЛОБИНА НА ОКСИГЕНАЦИЮ МЫШЕЧНОЙ ТКАНИ

В работе представлены результаты численного моделирования и анализа комплексного воздействия лазерного излучения на гемоглобин (Hb) крови и миоглобин (Mb) мышечных тканей. Рассмотрены пути поиска эффективной оксигенации биотканей в зависимости от соотношения скоростей фотодиссоциации оксигемоглобина (HbO_2) крови и оксимиоглобина (MbO_2) мышечных тканей.

Перенос кислорода (O_2) от легких к клеткам биоткани осуществляется гемоглобином Hb. В артериальной крови Hb присутствует преимущественно в форме HbO_2 , а в венозной крови присутствуют обе формы гемоглобина. В мышечной ткани находится Mb-белок, сходный по строению и функциям с Hb и является аккумулятором O_2 . При необходимости MbO_2 подпитывает скелетные и сердечные мышцы молекулярным кислородом [1, 2].

До настоящего времени не было проведено исследований влияния соотношения скоростей диффузии O_2 из плазмы крови в биоткань, его соединения с Mb и высвобождения от MbO_2 в мышечной ткани.

При исследовании этого вопроса нами рассмотрена пятислойная оптическая модель биоткани, включающая подкожно жировую клетчатку и мышечную ткань.

С учетом этих дополнительных слоев проведено численное моделирование и исследованы различные варианты оксигенации биоткани в зависимости от соотношения скоростей притока

кислорода, и его высвобождения от MbO₂ в результате фотодиссоциации на эффективность оксигенации мышечной ткани.

Рассмотрены критерии выбора параметров лазерного излучения на двух различных длинах волн для его эффективного использования в фототерапии с учетом наведенной фотодиссоциации HbO₂ крови и MbO₂ мышечной ткани.

Для численного моделирования влияния лазерного излучения на процессы газообмена в биотканях ранее [3, 4] была предложена и рассмотрена трехслойная оптическая модель кожной ткани (рис. 1), состоящая из рогового слоя толщиной 10 – 200 мкм, эпидермиса (40 – 150 мкм) и самой дермы (1,0 – 4,0 мм).

Такая модель позволяет учитывать взаимодействие лазерного излучения (света) с основными хромофорами кожной ткани, что численно рассчитать реальные спектры поглощения (спектры действия) различных форм Hb крови in vivo в кожных кровеносных сосудах с учетом экранирующего свет свойства эпидермиса, который содержит хромофор – меланин.

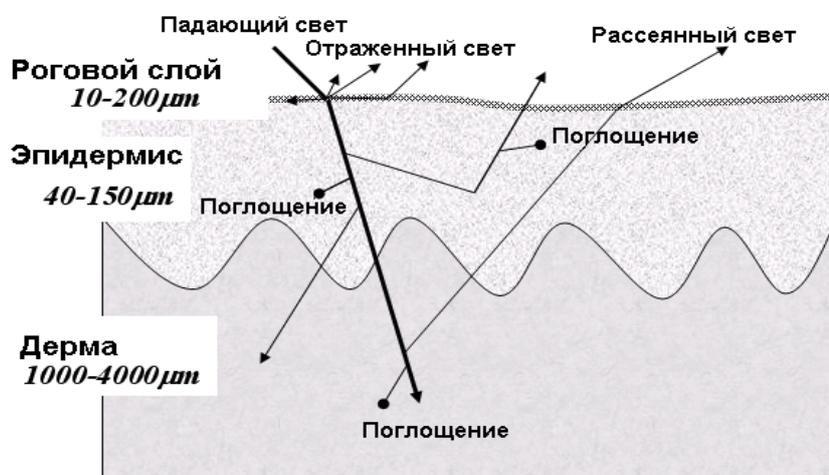


Рисунок 1 – Трехслойная оптическая модель кожной ткани

С помощью этой модели была исследована лазерно-индуцированная фотодиссоциация оксигемоглобина крови и ее роль в биомедицинских процессах. Было оказано, что фотодиссоциация HbO₂ крови позволяет регулировать уровень оксигенации ткани непосредственно в зоне воздействия лазерным излучением.

В развитии трехслойной оптической модели кожи добавлены два дополнительных слоя – подкожно жировая клетчатка и мышечная ткань. Для расчетов спектра действия лазерного излучения на производные миоглобина в мышечной ткани учитывался спектр поглощения жира в подкожно жировом слое в спектральном диапазоне 600 – 1100 нм в окне прозрачности кожной ткани.

С учетом поглощения жира проведено численное моделирование и исследованы различные варианты оксигенации мышечной ткани в зависимости от соотношения скоростей притока кислорода, и его высвобождения от MbO₂ в результате лазерно-индуцированной фотодиссоциации. Рассмотрены критерии выбора параметров лазерного излучения на двух различных длинах волн для его эффективного использования в фототерапии с учетом наведенной фотодиссоциации HbO₂ крови и MbO₂ мышечной ткани.

На рисунке 2 представлены спектры поглощения Mb и MbO₂ in vitro и их спектры действия на различной глубине кожной ткани. Максимумы полос поглощения Mb и MbO₂ расположены при следующих значениях длин волн 436, 560, 602 нм и 415, 542, 582 нм, соответственно. При расчете

использовались экспериментальные данные по влиянию лазерного излучения на степень оксигенации биоткани для трех различных типов кожной ткани, полученные нами ранее [5, 6].

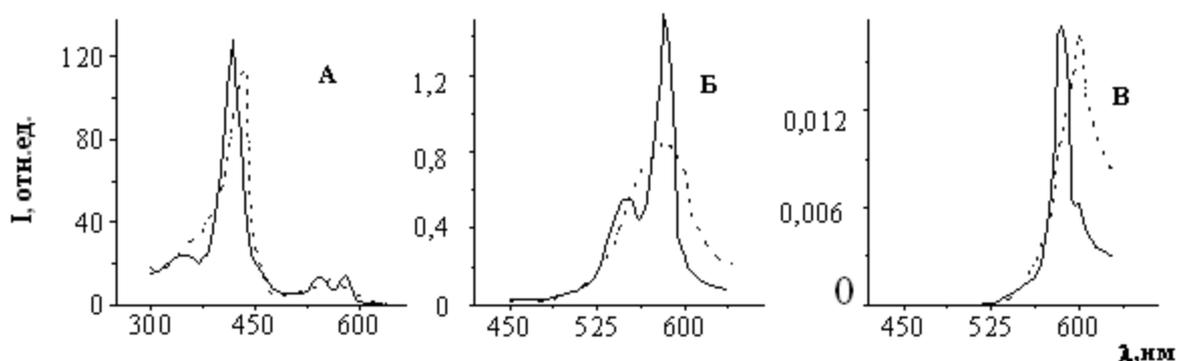


Рисунок 2 – Спектры поглощения Mb (сплошная кривая) и MbO₂ (пунктирная кривая) *in vitro* – (А) и его спектры действия на глубине 1 мм – (Б) и 2 мм – (В)

Характер трансформации спектров близок к тому, что и для спектров действия Hb и HbO₂. Полученных спектры позволяют подобрать оптимальные длины волн лазерного излучения и путем фотодиссоциации MbO₂ изменять локальную концентрацию свободного кислорода в мышечных тканях.

– Спектры действия, как для HbO₂, так и MbO₂ показывают, что при воздействии лазерным излучением через кожу на кровеносные сосуды и мышечную ткань происходит одновременная экстракция молекулярного кислорода.

– Фотодиссоциация HbO₂ приводит к высвобождению кислорода в плазму крови с последующей диффузией в окружающие ткани.

– Фотодиссоциация MbO₂ приводит к высвобождению кислорода непосредственно в мышечную ткань.

– В этом случае, существенное значение приобретает скорость притока кислорода из плазмы крови в мышечную ткань.

– В лазерной терапии фотодиссоциация MbO₂ при недостаточном притоке кислорода может вызвать наведенную гипоксию в мышечной ткани и оказать негативное воздействие.

– Последний фактор необходимо учитывать при лазерной терапии комбинированного воздействия на двух длинах волн с использованием ИК излучения.

Численные расчеты показали, что во всех рассматриваемых случаях зарегистрировано примерно одинаковое увеличение (около 4,3 раза) скорости высвобождения кислорода из HbO₂ крови под воздействием лазерного излучения.

Развитие исследований в данном направлении представляется перспективным для повышения эффективности лазерной терапии.

Таким образом, показано, что фотодиссоциация оксигемоглобина в кровеносных сосудах и миоглобина в мышечных тканях позволяет дополнительно экстрагировать молекулярный кислород, что позволяет регулировать его локальную концентрацию в биоткани непосредственно в зоне воздействия лазерным излучением.

Предсказано, что в лазерной терапии фотодиссоциация оксимиоглобина при недостаточном притоке кислорода может вызвать наведенную гипоксию в мышечной ткани и оказать негативное воздействие. Этот фактор необходимо учитывать при лазерной терапии комбинированного воздействия на двух и более длинах волн с использованием ИК излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (БРФФИ), проект № Ф11-013.

Показано, что фотодиссоциация оксигемоглобина (HbO_2) в кровеносных сосудах и MbO₂ в мышечных тканях позволяет регулировать концентрацию кислорода в биоткани непосредственно в зоне воздействия лазерным излучением. Исследована зависимость концентрации кислорода в мышечной ткани от скорости диффузии кислорода из плазмы крови в биоткань и при одновременной экстракции его из MbO₂. Рассмотрены возможные варианты реализации соотношения скорости притока и ухода кислорода из мышечной ткани на терапевтическую эффективность при комбинированном воздействии лазерным излучением. Установлено, что в лазерной терапии фотодиссоциация MbO₂ при недостаточном притоке кислорода из плазмы крови может вызвать наведенную гипоксию в мышечной ткани и оказать негативное воздействие. Показано, что комбинированное воздействие лазерным излучением целесообразно проводить не одновременно, а в такой последовательности, которая обеспечит максимальный терапевтический эффект.

Список литературы

1. Верболович, П. А. Миоглобин и его роль в физиологии и патологии животных и человека. – М. – 1961.
2. Кендрью, Дж. С. Миоглобин и структура белков. М.: Биофизика. – 1963. – Т. 8, № 3.
3. Асимов, М.М., Асимов, Р.М., Рубинов, А.Н. Применение лазеров в медицине: о механизме биостимуляции и терапевтического действия низкоинтенсивного лазерного излучения // Труды III конференции по лазерной физике и спектроскопии. – Минск. – 1997. – С. 169 – 172.
4. Asimov, M.M., Asimov, R.M., Rubinov, A.N. Investigation of the efficiency of laser action on hemoglobin and oxyhemoglobin in the skin blood vessels // Proceedings of SPIE Laser. – San Jose. CA. USA. – 1998. – V. 3254. – P. 407 – 412.
5. Асимов, М.М., Асимов, Р.М., Рубинов, А.Н. Спектр действия лазерного излучения на гемоглобин кровеносных сосудов // Журн. прикл. спектр. – 1998. – Т. 65. – С. 877 – 880.
6. Асимов, М.М., Королевич, А.Н., Константинова, Е.Е. Кинетика оксигенации кожной ткани под воздействием низкоинтенсивного лазерного излучения // ЖПС. – 2007 – Т. 74, № 1. – С. 120 – 125.

М.М. Асимов, А.Н. Рубинов – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, m.asimov@ifanbel.bas-net.by.

Р.М. Асимов – ООО «Сенсотроника», Белорусский Парк высоких технологий. Минск.

А. Гизбрехт – Институт электроники Болгарской академии наук.

УДК 621.372.8:535

А.Б. Сотский, А.В. Хомченко, И.А. Корнеева, С.О. Парашков, Л.И. Сотская

ВОЛНОВОДНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ

Оптический контроль наноразмерных металлических покрытий представляет интерес для микроэлектроники и интегральной оптики. Одним из эффективных методов такого контроля является ПЭВ-спектроскопия, основанная на возбуждении поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Благодаря локализации в окрестности поверхности металла ПЭВ крайне чувствительны к состоянию границы раздела, а также к наличию слоев, осажденных на поверхность металлической пленки [1, 2].

Определенные перспективы в области контроля металлических покрытий имеют интегрально-оптические методы, основанные на регистрации угловой зависимости энергетического коэффициента отражения светового пучка $R(\gamma)$ в схеме призмного возбуждения мод тонкопленочной структуры. В принципе, учет информации о распределении $R(\gamma)$ позволяет определить комплексный показатель преломления и толщину пленок, направляющих ПЭВ, путем решения известных дисперсионных уравнений [1, 2]. Однако при исследовании различных пленок из алюминия и титана мы обнаружили,

что погрешности восстановления их параметров указанным способом становятся неприемлемо высокими, если толщина пленки составляет несколько нанометров. Эту особенность можно объяснить наличием трудно контролируемого переходного слоя между призмой связи и металлической пленкой. В такой ситуации мы отказались от использования призмы связи в установке для волноводной спектроскопии, сохранив неизменными остальные ее узлы. Ниже обсуждаются результаты и особенности такого подхода.

Принципиальная схема установки для измерения распределения $R(\gamma)$ приведена на рис. 1. В ней лазерный пучок падает на тонкопленочную структуру 7, установленную на поворотном столике 10. Угол падения пучка на образец изменяется с помощью шагового двигателя 15. Зависимость $R(\gamma)$ регистрируется фотоприемником 12, синхронно перемещаемым вторым шаговым двигателем 14, путем измерения мощности светового пучка, отраженного от образца и мощности падающего пучка, которая контролируется фотоприемником 11 (блок управления двигателями 16 синхронизирован с блоком сравнения каналов 17). После цифровой обработки сигнал поступает в оперативную память компьютера.

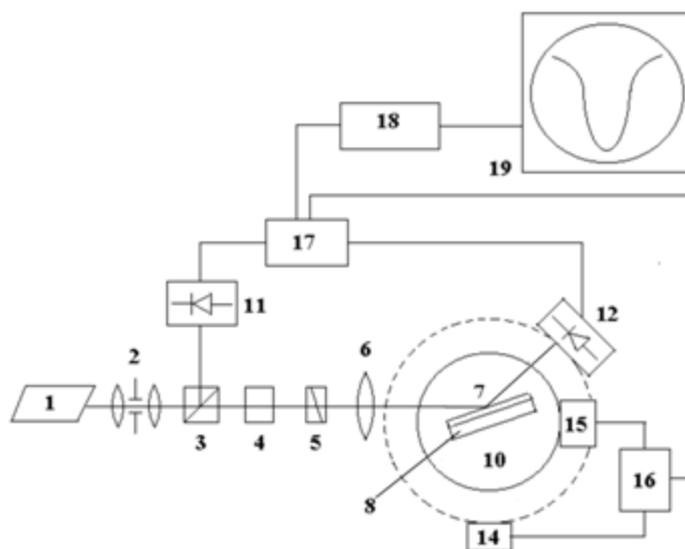


Рисунок 1 – Схема установки для измерения угловой зависимости коэффициента отражения светового пучка: 1 – источник излучения, 2 – коллиматор, 3 – делитель пучка, 4 – аттенюатор, 5 – поляризатор, 6 – линза, 7 – тонкопленочная структура на подложке 8, 10 – поворотный столик, 11 и 12 – фотоприемники, 14 и 15 – шаговые двигатели, 16 – блок синхронного управления шаговыми двигателями, 17 – блок сравнения каналов, 18 – аналогово-цифровой преобразователь, 19 – персональный компьютер

В наших экспериментах с металлическими пленками шаг дискретизации угла γ составлял 20 секунд. Измерения проводились с использованием лазерного пучка ТМ-поляризации с длиной волны 633 нм. Их результаты представлены на рис. 2. Как видно из рис. 2, распределение $R(\gamma)$ имеет высокую чувствительность к толщине наноразмерной металлической пленки и к химической модификации пленки.

Для восстановления параметров металлических пленок путем обработки распределения $R(\gamma)$ мы использовали метод наименьших квадратов. При таком подходе максимизация чувствительности оптического контроля металлических покрытий эквивалентна минимизации погрешности решения обратной оптической задачи.

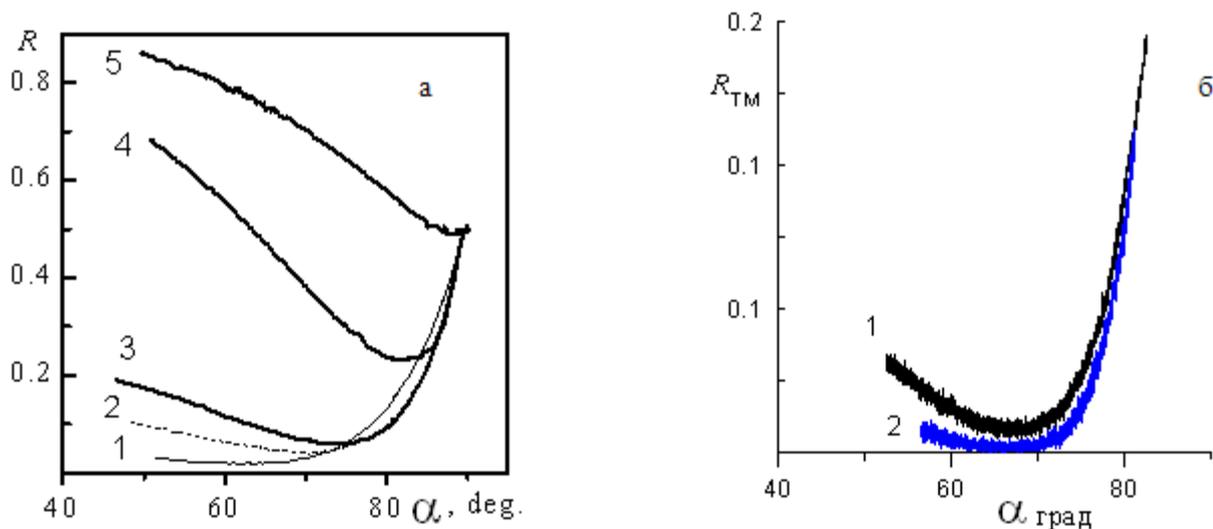


Рисунок 2 – Экспериментальные зависимости угловых спектров энергетического коэффициента отражения лазерного пучка от наноразмерных металлических покрытий; а – напыленные на кварцевую подложку пленки Al толщиной 2 нм (кривая 1), 3,5 нм (2), 5 нм (3), 18 нм (4) и 26 нм (5); б – напыленная на кварцевую подложку пленка Al толщиной 3,5 нм до (1) и после (2) окисления в течение 10 час на воздухе

В данном случае минимизируется целевая функция:

$$I = \sum_{j=1}^n [f(x_i, \gamma_j) - R(\gamma_j)]^2, \quad (1)$$

где n – число измерений коэффициента отражения R , $f(x_i, \gamma)$ – теоретическая модель коэффициента отражения x_i ($x_1 = h$, $x_2 = \text{Re} n_f$, $x_3 = \text{Im} n_f$, h – толщина металлической пленки, n_f – ее показатель преломления) – параметры модели, подлежащие определению; угол падения пучка γ изменяется в диапазоне (a, b) . Тогда среднеквадратичная погрешность $\sigma(x_k)$ восстановления параметра x_k может быть оценена из выражения:

$$\sigma(x_k) = \sigma(R) J_k \sqrt{(b-a)/n},$$

где:

$$J_k^2 = \int_a^b \sum_i \left[M_{ki}^{-1} \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right) \right]^2 d\gamma,$$

$$M_{ki} = \int_a^b \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_k} d\gamma,$$

$\sigma(R)$ – среднеквадратичное отклонение R .

На рисунке 3 представлена зависимость коэффициента погрешности $J_1(h)$. Расчеты выполнены при $a = 0$, $b = \pi/2$ на длине волны $\lambda_0 = 633 \text{ нм}$ для пленки титана, расположенной на кремниевой подложке.

Согласно рис. 3, для рассмотренных измерений предпочтительнее волны ТМ-поляризации. В этом случае функция $J_1(h)$ достигает минимума и остается практически постоянной при толщине пленки до $h = 20,2 \text{ нм}$. Значительный рост погрешности измерений в диапазоне $h > 20 \text{ нм}$ объясняется

тем, что толстая металлическая пленка становится непрозрачной. Таблица иллюстрирует эффективность решения обратной оптической задачи предлагаемым методом и методом многоугловой эллипсометрии. Представленные в ней результаты получены в результате численной минимизации функции (1). При этом в качестве $R(\gamma_j)$ использована строго рассчитанная зависимость в $n = 200$ точках; ее погрешность моделировалась путем округления значений R до трех значащих цифр в мантиссе. Данная модель погрешности адекватна аналого-цифровому преобразованию в описанной выше установке.

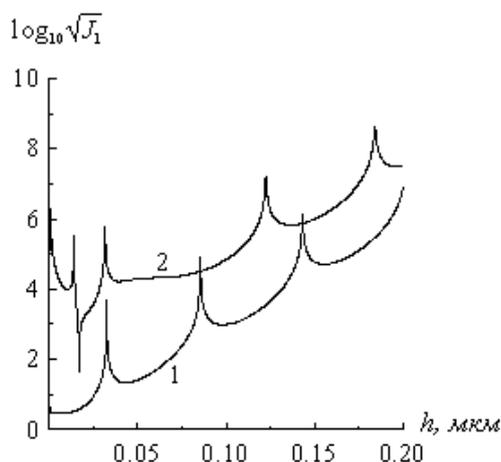


Рисунок 3 – Коэффициент ошибки J_1 при восстановлении толщины пленки титана путем обработки энергетических коэффициентов отражения волн ТМ- (1) и ТЕ- (2) поляризации

Таблица 1 – Восстановление параметров титановой пленки на кремнии

Точные значения			Предлагаемый алгоритм			Эллипсометрия		
$h, \text{ мкм}$	$\text{Re } n_f$	$\text{Im } n_f$	$h, \text{ мкм}$	$\text{Re } n_f$	$\text{Im } n_f$	$h, \text{ мкм}$	$\text{Re } n_f$	$\text{Im } n_f$
0,001	2,7	-3,8	0,00120	2,81	-3,14	0,00113	2,71	-3,50
0,01	2,7	-3,8	0,00997	2,69	-3,81	0,0102	2,70	-3,79

Как следует из представленных данных, описанный метод оптического контроля параметров наноразмерных металлических покрытий, будучи гораздо более простым в реализации, обеспечивает точность результатов, сопоставимую с данными многоугловой эллипсометрии.

Предложен новый метод контроля параметров наноразмерных металлических покрытий, основанный на обработке угловой зависимости коэффициента отражения лазерного пучка от тонкопленочной структуры, измеряемой на автоматизированной установке волноводной спектроскопии.

Список литературы

1. Никитин, А.К., Логинов, А.П., Головцов, Н.И. Поляризационная спектроскопия проводящей поверхности // Оптика и спектроскопия. – 2001. – Т. 90, № 6. – С. 965 – 970.
2. Khomchenko, A.V. Waveguide spectroscopy of thin films. New York: Academic Press. – 2005. – 223 p.

С.О. Парашков, А.В. Хомченко, А.Б. Сотский – Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев.

И.А. Корнеева, Л.И. Сотская – Белорусско-Российский университет пр. Мира, 43, 212000 Могилев, Беларусь, avkh@mogilev.by.

М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Батьян, М.О. Трусевич, А.Н. Рубинов

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГЕМОЛИЗ ЭРИТРОЦИТОВ И ОКСИГЕМОГЛОБИНА КРОВИ

В работе приводятся результаты экспериментальных данных по влиянию излучения низкоинтенсивного лазерного излучения на процесс тепловой денатурации гемоглобина и гемолиз эритроцитов. Целью работы явилось исследование *in vitro* спектроскопическими методами действия лазерного излучения на биофизические свойства эритроцитов и гемоглобина.

Для исследований использовалась кровь взрослого человека HbA₁, который составляет более чем 90 % всего человеческого гемоглобина, в то время как другие минорные компоненты, такие как фетальный HbF (~ 1 %) и гемоглобин HbA₂ (~ 2 %) составляют остаток. Для выделения HbA из крови или эритроцитов, и его очистки нами использовался метод ионообменной хроматографии модифицированной версии предложенной Perutz [1 – 4]. Концентрация гемоглобина HbA₁ на всех стадиях выделения и очистки определяли спектрофотометром UV-2501 PC фирмы «Suimadzu» (Япония), используя для расчетов молярный коэффициент экстинкции, равный 13,8 мМ⁻¹см⁻¹ при длине волны 540 нм. Воздействие проводилось излучением диодного лазера на длине волны 650 нм с выходной мощностью 5,5 Мвт. На рисунке 1 представлено влияние лазерного излучения на тепловую денатурацию оксигемоглобина.

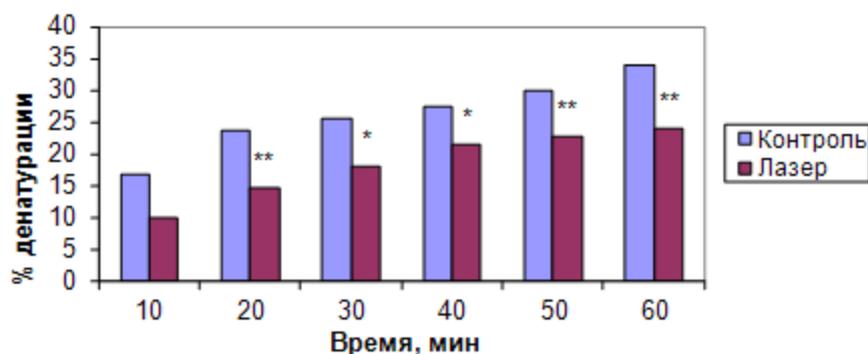


Рисунок 1 – Диаграмма гемолиза оксигемоглобина крови при воздействии лазерного излучения

Как видно из рисунка 1 лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений молекулы оксигемоглобина и повышает его устойчивость к тепловой денатурации.

Аналогичный результат получен и для эритроцита крови (рис. 2).

При изучении действия лазерного излучения на процесс тепловой денатурации контролировались достоверные различия показателей по сравнению с контролем при 20 мин $-14,72 \pm 1,20$ %, при 30 мин $-18,15 \pm 0,86$ %, при 40 мин $-21,60 \pm 0,54$ %, при 50 мин $-22,96 \pm 0,96$ %, при 60 мин $-23,98 \pm 0,50$ %; в контроле при 20 мин $-23,67 \pm 0,63$ % ($P < 0,001$), при 30 мин $-25,80 \pm 2,45$ % ($P < 0,05$), при 40 мин $-27,56 \pm 1,22$ % ($P < 0,05$), при 50 мин $-30,08 \pm 1,23$ % ($P < 0,001$), при 60 мин $-34,08 \pm 1,65$ % ($P < 0,001$).

Экспериментальные результаты, приведенные на рисунках 1 и 2, показывают, что лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений молекулы оксигемоглобина и эритроцитов крови и повышает их устойчивость к тепловой денатурации.

Полученные данные указывают, что оптическое излучение приводит к стабилизации белка глобина. Так, поглощенная энергия лазерного излучения геммами α и β – протеиновых субъединиц,

расходуется как на фотодиссоциацию кислорода (O_2), связанного с атомом железа, так и безызлучательно распределяется по комплексу оксигемоглобина (HbO_2). Поглощенная энергия вызывает конформационные изменения в структуре белка глобина, переводя его в более устойчивую по отношению к тепловой денатурации конфигурацию.

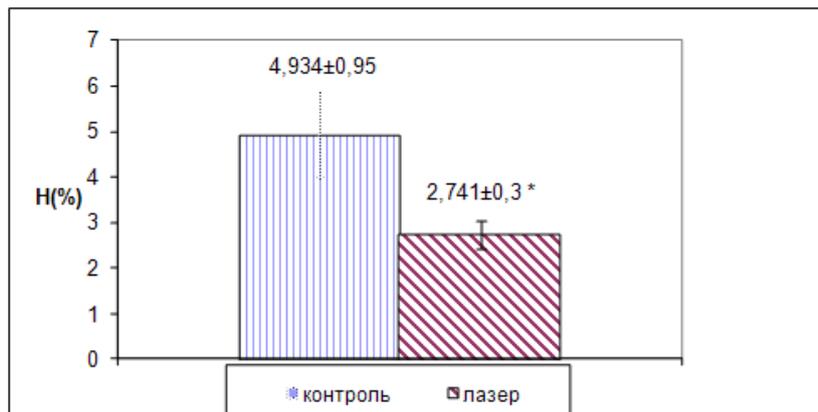


Рисунок 2 – Влияние лазерного излучения на гемолиз эритроцитов крови

Аналогичная картина наблюдается и при воздействии оптического излучения на эритроциты крови. Как видно из рисунка 2 воздействие лазерным излучением повышает устойчивость эритроцитов к тепловой денатурации.

Это явление может иметь важное практическое значение в медицине и быть использовано при хранении и транспортировке донорской крови. Существенным критерием при переливании крови, прежде всего, является его способность к быстрому восстановлению нормального снабжения клеток тканей кислородом.

Транспорт кислорода осуществляется по сложной цепочке (рис. 3), включающей следующие стадии: кислород присоединяется к атому железа в геме. Гем встраивается в два α - и β -протеиновые субъединицы гемоглобина. Гемоглобин транспортируется эритроцитом, а высокая концентрация Hb внутри эритроцита при его изоляции от плазмы крови обеспечивает максимальный транспорт кислорода к клеткам биотканей.

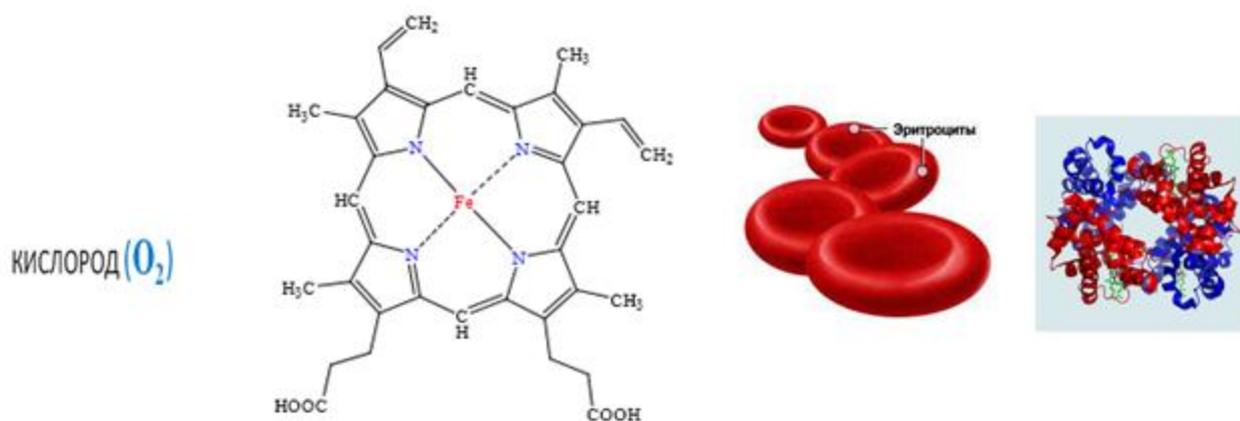


Рисунок 3 – Трехуровневая защита при транспорте кислорода к клеткам биотканей

Так, транспорт химически активной молекулы O_2 к клеткам биотканей осуществляется трехступенчатой системой защиты, и повреждение любого звена приводит к нарушению кислородтранспортной функции крови, а, следовательно, к его дефициту в биотканях – гипоксии.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что оптическое излучение позволяет повысить стабильность HbO_2 и эритроцитов крови к тепловому воздействию. Принимая во

внимание, что воздействия на HbO₂ и эритроциты крови проводилось излучением лазера с выходной мощностью 5 мВт, то из рассмотрения можно исключить тепловой механизм воздействия.

Механизм стабилизации логично связать с поглощением и преобразованием энергии света гемом в молекуле HbO₂ крови. Поглощенная энергия в геме частично расходуется на фотодиссоциацию HbO₂ *in vivo* и высвобождение O₂ в плазму крови, а остальная часть энергии безызлучательно распределяется в белке глобина. При интенсивности лазерного излучения, недостаточного для фототермолиза окружающей биоткани, распределенная по белку поглощенная энергия способна вызвать лишь конформационные изменения в его структуре, о чем свидетельствуют полученные результаты.

Наблюдаемые конформационные изменения, как в структуре в структуре HbO₂, так и эритроцита способствует их устойчивости к тепловой денатурации. Возможно, с этим фактором, в частности, связано изменение цвета кожи в зависимости от природной среды и интенсивности солнечной радиации.

В результате проведенных исследований установлено, что лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений молекулы гемоглобина в процессе тепловой денатурации, что приводит к стабилизации белка. Поглощенная энергия лазерного излучения вызывает конформационные изменения в его структуре, трансформируя его в более устойчивую к тепловой денатурации форму. При воздействии лазерным излучением стабильность гемоглобина к тепловой денатурации повышена более чем 1,6 раза по сравнению с контрольным образцом. При тех же условиях воздействия на эритроциты получено двукратное снижение процента гемолиза.

Полученные в работе данные по влиянию лазерного излучения на гемолиз эритроцитов и тепловой денатурации гемоглобина крови дают научное обоснование для разработки лазерно-оптического метода для медицины при заборе донорской крови, его консервации и хранения. Обсуждается различное биомедицинское применение полученных данных.

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований по влиянию лазерно-оптического излучения на гемолиз эритроцитов и тепловую денатурацию оксигемоглобина крови. Показано, что при воздействии излучением лазера или светодиода происходит двукратное снижение гемолиза эритроцитов. Экспериментально *in vitro* установлено, что оптическое излучение, способствует структурной стабилизации молекулы оксигемоглобина и снижает его тепловую денатурацию. Рассматривается механизм наблюдаемого явления, который, вероятнее всего, связан с безызлучательным распадом энергии электронного возбуждения гемма, в молекуле глобина, и его конформационном структурном изменении. Установлено, что для перевода молекулы оксигемоглобина в устойчивое к тепловой денатурации структурное состояние, достаточно воздействие лазерно-оптическим оптическим излучением небольшой мощности.

Полученные данные могут быть использованы в медицинской практике для повышения надежности условий консервации и хранения донорской крови.

Список литературы

1. Perutz, M. F. Preparation of haemoglobin crystals. J. Crystal Growth 2. – 1968. – P. 54 – 56.
2. Perutz, M. F. J. Crystal Growth 2. – 1968. – P. 54 – 56.
3. Nagel, R. L. Humana Press Inc. Totowa. – 2002. – 285 p.
4. Huang, T.H., Redfield, A.G. The Journal of biological chemistry. – 1976. – Т. 251, № 22. – P. 7114 – 7119.

М.М. Асимов, А.Н. Рубинов – Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, m.asimov@ifanbel.bas-net.by.
Р.М. Асимов – ООО «Сенсоэлектроника», Белорусский Парк Высоких Технологий.
А.Н. Батян – Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова, Минск.
М.О. Трусович – Республиканский научно-практический центр эпидемиологии и микробиологии, Минск.

БОЛОМЕТРИЧЕСКИЙ ПРИЕМНИК НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Улучшение эксплуатационных характеристик, уменьшение габаритов и снижение стоимости тепловизионной техники делает её более доступной для потребителей. Известно, что любое тело излучает энергию, если его температура отлична от абсолютного нуля. Кроме того, подавляющее большинство процессов преобразования энергии протекает с выделением или поглощением тепла. Так как средняя температура на Земле не высока, большинство процессов проходят с малым удельным выделением тепла и при небольших температурах. Соответственно и максимум энергии излучения таких процессов попадает в инфракрасный микроволновый диапазон. Основным компонентом инфракрасных приборов является приемник электромагнитного излучения, от качества и характеристик которого будет зависеть конечная способность прибора выполнять свою функцию [1, 2].

В данной работе рассматриваются неохлаждаемые микроболометры, так как тепловизионная техника на их основе насчитывает большее количество потребителей. Использование в качестве чувствительного элемента болометра микронных размеров интегрально включенного в планарную антенну обосновано более простым решением изготовления приемника в дальнем инфракрасном микроволновом диапазоне по стандартной интегральной технологии [3, 4].

Цель настоящего исследования - изучение возможности применения электромагнитных материалов при разработке и конструировании неохлаждаемых высокочувствительных приемников и детекторов субмиллиметрового диапазона длин волн в интегральном исполнении.

Нами предложен микроболометр, приемная часть которого выполнена на основе массива планарных резонансных элементов микронных размеров, расположенных строго геометрически по траектории двухзаходной спирали, а термочувствительный элемент содержит микрорезонансные элементы, выполненные на кремниевой подложке в форме фрагментов левых и правых спиралей. По периметру термочувствительного элемента также сформированы микроспирали. Подложка, на которой располагается микроболометр, выполнена из кремния с относительной диэлектрической проницаемостью 11,9. Резонансные спиральные элементы с длиной 1,8 витка и радиусом 0,8 мкм, термочувствительный элемент в виде прямоугольника с размерами 3,4 мкм × 10,9 мкм × 50 нм и выводы с длиной – 93 мкм, шириной – 1,2 мкм и толщиной – 1 мкм выполнены из хрома с удельной проводимостью $7,6 \times 10^6$ См/м.

Для проведения трехмерного электродинамического моделирования основных параметров и характеристик болометрического приемника использовался программный пакет Ansoft HFSS v. 12. Решение уравнений электродинамики основано на методе конечных элементов, а также адаптивном генерировании и делении ячеек [5]. Результаты компьютерного эксперимента, полученные из уравнений Максвелла, позволяют достаточно точно определить все необходимые параметры и характеристики исследуемого приемника.

С помощью математического моделирования получены расчетные зависимости:

- мощности, поглощаемой термочувствительным элементом, от ширины резонансных спиральных элементов и расстояния между ними и термочувствительным элементом (рис. 1);
- потерь на отражение электромагнитного излучения (S_{11}) от частоты (рис. 2);
- коэффициента стоячей волны (КСВ) от частоты (рис. 3);
- коэффициента полезного действия (КПД) от частоты (рис. 4).

Проведена оценка влияния геометрических размеров, расположения и формы включенных элементов, обеспечивающих резонансное возбуждение токов в них при взаимодействии с принимаемой электромагнитной волной.

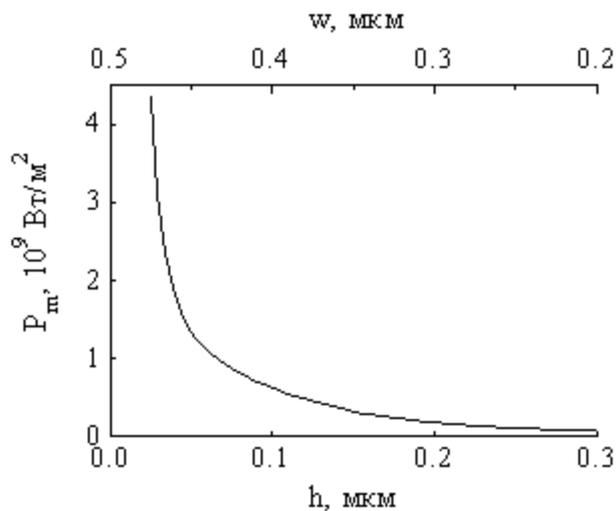


Рисунок 1 – Зависимость максимальных значений мощности P_m , поглощаемой термочувствительным элементом, от ширины резонансных спиральных элементов w и расстояния h между ними и термочувствительным элементом

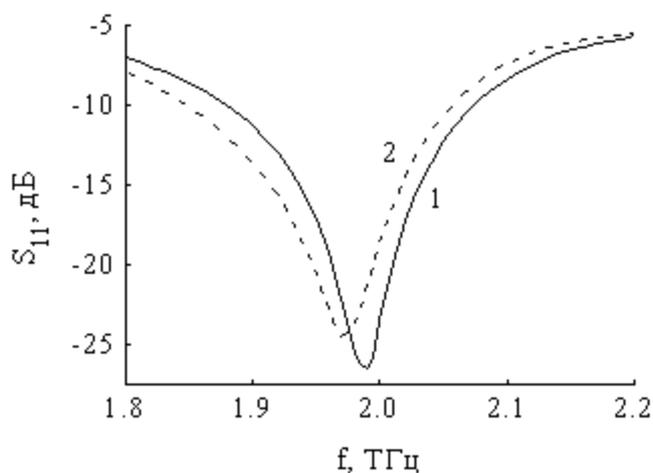


Рисунок 2 – Частотные зависимости потерь на отражение электромагнитного излучения S_{11} болометрического приемника с шириной резонансных спиральных элементов, равной 475 (1) и 400 (2) нм

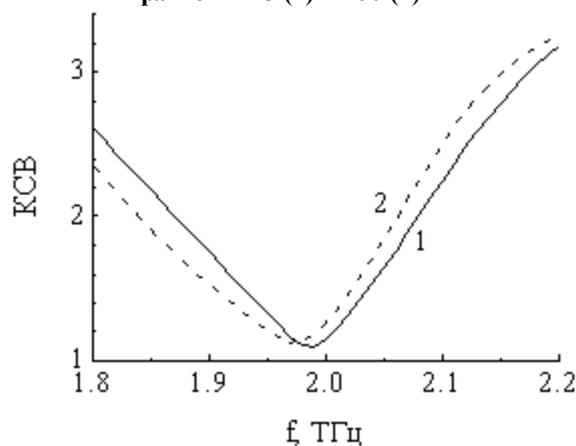


Рисунок 3 – Частотные зависимости КСВ болометрического приемника с шириной резонансных спиральных элементов, равной 475 (1) и 400 (2) нм

При увеличении ширины спиральных резонансных элементов от 200 до 475 нм и одновременном уменьшении расстояния между ними и термочувствительным элементом от 300 до 25 нм происходит увеличение мощности, поглощаемой термочувствительным элементом от $7,98 \times 10^7$ до $4,37 \times 10^9$ Вт/м² (рис. 1). Расчет частотных зависимостей потерь на отражение (рис. 2), коэффициента стоячей волны (рис. 3) и коэффициента полезного действия (рис. 4) предложенного приемника выполнялся с учетом того, что ширина резонансных спиральных элементов составляла 400 и 475 нм, а расстояние между ними и термочувствительным элементом – 100 и 25 нм соответственно. В случае, когда ширина резонансных элементов равна 475 нм, потери на отражение составили -26,4 дБ, а КСВ и КПД соответственно – 1,1 и 99,77 % на резонансной частоте 1,99 ТГц.

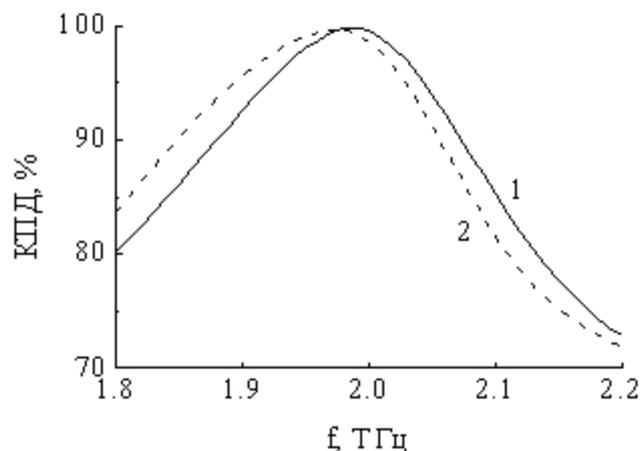


Рисунок 4 – Частотные зависимости КПД болометрического приемника с шириной резонансных спиральных элементов, равной 475 (1) и 400 (2) нм

Предложенный болометрический приемник может быть востребован автомобильными системами ночного видения, а также робототехникой (машинное зрение), термографией, охранной безопасностью, юридическими службами и пожарной безопасностью, военной и специальной техникой.

Показано, что неохлаждаемый болометрический приемник, разработанный на основе массивов периодически расположенных резонаторов микронных и нанометровых размеров, существенно меньших длины волны принимаемого электромагнитного излучения, позволяет достичь потерь на отражение -26,4 дБ, коэффициента стоячей волны 1,1 и коэффициента полезного действия 99,77 %.

Список литературы

1. Tao, H., Padilla, W.J., Zhang, X., Averitt, R.D. Recent progress in electromagnetic metamaterial devices for terahertz applications // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2010. – V. 17, № 1. – P. 92 – 101.
2. Naumova, E.V., Prinz, V.Ya., Golod, S.V. et al. Manufacturing chiral electromagnetic metamaterials by directional rolling of strained heterofilms // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11, № 7. – P. 074010-1 – 074010-5.
3. Лагарьков, А.Н., Сарычев, А.К., Кисель, В.Н., Тартаковский, Г. Сверхразрешение и усиление в метаматериалах // УФН. – 2009. – Т. 179, № 9. – P. 1018 – 1027.
4. Filipovic, D.F., Gearhart, S.S., Rebeiz, G.M. Double-slot antennas on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 1993. – V. 41, № 10. – P. 1738 – 1749.
5. HFSS v 12.0 User Manual. Pittsburgh, PA: Ansoft Corporation. – 2009.

ИНДИВИДУАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПАЦИЕНТОВ К ОБЛУЧЕНИЮ КРОВИ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИМИ ДОЗАМИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Одной из важнейших проблем современной медицины является поиск адекватных критериев оценки индивидуальной чувствительности человека к терапевтическим воздействиям. Анализ вариабельности индивидуальных реакций отдельных пациентов на стандартизованные процедуры лазерного облучения в большинстве исследований не проводится, хотя при используемых терапевтических дозах излучения реакции пациентов могут различаться очень сильно и даже иметь противоположную направленность. В работе обобщены результаты исследований влияния облучения крови оптическим излучением различных длин волн на характеристики кислородного обмена отдельных пациентов и на содержание в крови продуктов метаболизма.

Для образцов крови пациентов с острым коронарным синдромом (ОКС), в комплексное лечение которых включались внутрисосудистое (ВЛОК) и надвенное (НЛОК) лазерное облучение крови или экстракорпоральное ультрафиолетовое облучение крови (УФОК), анализировались: спектральные характеристики крови; степень насыщения гемоглобина венозной крови кислородом ($S_V O_2$) и содержание в ней оксигемоглобина $F_V(HbO_2)$; газовый состав венозной крови; концентрации ряда метаболитов. Курс лечения пациентов включал 5 процедур УФОК или 7 – 10 процедур ВЛОК, НЛОК. При ВЛОК и НЛОК использовалось излучение с длиной волны $\lambda = 670$ нм. В режиме ВЛОК мощность излучения W на выходе световода составляла 4 мВт, длительность облучения – $t = 20$ мин; в режиме НЛОК – $W = 15$ мВт при $t = 20$ мин. При УФОК излучением ртутной лампы ($\lambda = 254$ нм, плотность мощности на поверхности кюветы 1.5 мВт/см²) кровь пациента в течение 20 мин пропусклась через облучаемую кювету со скоростью 10 мл/мин и за такое же время возвращалась пациенту. Образцы венозной крови отбирались для анализа перед первой процедурой и после окончания последней процедуры курса не позднее, чем через 15 минут. Для нескольких пациентов анализ образцов проводился в течение всего курса. Парциальные давления газов крови, $F_V(HbO_2)$ и $S_V O_2$, содержание метаболитов: лактата, глюкозы, билирубина определялись на приборе AVL-800 (Radiometer, Дания), спектры поглощения в области 200–1200 нм записывались на спектрометре Cary 500 (Varian, США). Обработка спектров выполнялись с использованием программного обеспечения OMNIC.

1. На основании анализа спектральных данных установлено, что характерным для большинства спектров облученной крови было увеличение поглощения деоксигемоглобина, изменявшее форму и положение полосы S_{ore} (рис. 1), являющейся суперпозицией полос поглощения окси- ($\lambda_{max} = 414$ нм) и деоксигемоглобина ($\lambda_{max} = 433$ нм). Уменьшался провал между полосами дублета 540 и 570 нм; росло поглощение крови в области 600-800 нм, сильно зависящее от степени оксигенации крови. После облучения фотоиндуцированные изменения поглощения крови количественно отличались как на отдельных стадиях облучения, так и в спектрах разных пациентов.

2. Прямые количественные измерения степени насыщения гемоглобина кислородом $S_V O_2$, а также количества оксигемоглобина $F_V(HbO_2)$ в образцах крови пациентов показали снижение этих величин после облучения крови. При анализе индивидуальных изменений как $\Delta S_V O_2 = [S_V O_2$ (после УФОК) – $S_V O_2$ (до УФОК)], так и $\Delta F_V(HbO_2)$ установлено, что при одной и той же дозе их изменения отличались для разных пациентов и зависели от исходных значений $F_V(HbO_2)$ и $S_V O_2$ (рис. 2). В интервале $35 < S_V O_2 < 50$ % снижение содержания оксигемоглобина и степени насыщения гемоглобина

кислородом ($\Delta F_V(HbO_2)$, $-\Delta S_V O_2$) достигало максимальных величин. В то время как при исходных значениях $S_V O_2$ менее 40 % или при $S_V O_2$ близких к нормальным ($65 < S_V O_2 < 70$ %) фотоиндуцированные изменения $F_V(HbO_2)$ и $S_V O_2$ были невелики и, вероятно, определялись погрешностью определения низких величин.

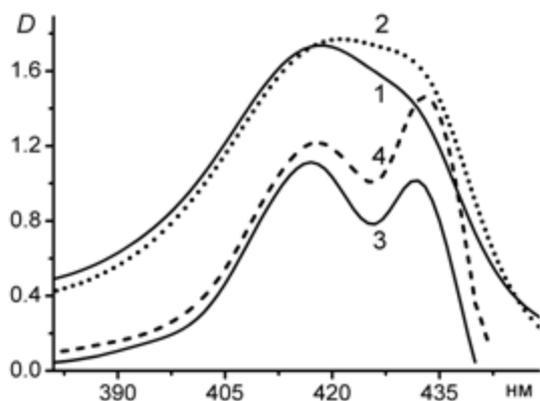


Рисунок 1 – Спектры поглощения крови в области полосы Сорэ: до облучения (1), после курса ВЛОК (2); (3) и (4) – соответствующие спектры деконволюции

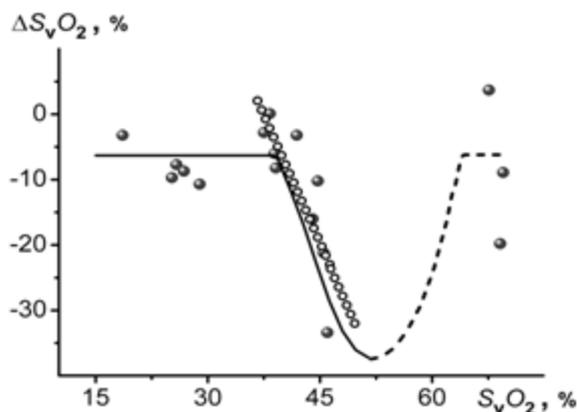


Рисунок 2 – Зависимости изменений содержания оксигемоглобина в венозной крови $\Delta F_V(HbO_2)$ от исходных значений $S_V O_2$ при УФОК

3. При изучении сеансовых зависимостей $S_V O_2$ было установлено, что после окончания процедур как ВЛОК, НЛОК, так и УФОК в крови пациентов от сеанса к сеансу снижалась степень насыщения гемоглобина венозной крови кислородом $S_V O_2$. Первоначально достигнутые изменения накапливались к окончанию курса, причем при УФОК эффект был сильнее выражен, чем при ВЛОК (рис. 3). Стойкие фотоиндуцированные изменения $S_V O_2$ до настоящего времени не получили однозначного объяснения также, как и долговременные изменения формы эритроцитов. Предполагалось, что ведущая роль в таких изменениях принадлежит внутриэритроцитарной среде. При фототерапии изменяется содержание некоторых лигандов гемоглобина в эритроцитах, в том числе 2,3-ДФГ, присоединяющегося преимущественно к деоксигемоглобину и способствующего длительному сохранению его конформации.

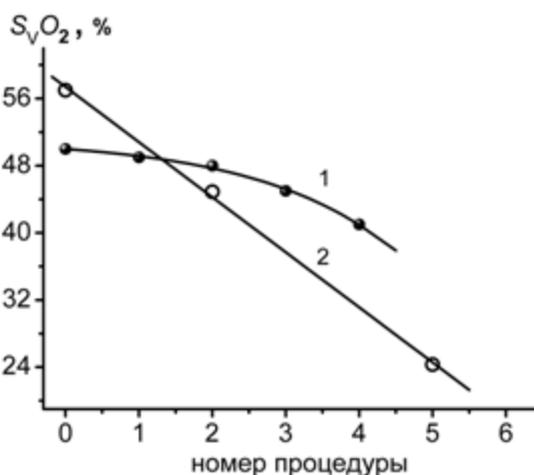


Рисунок 3 – Зависимости степени насыщения венозной крови пациентов кислородом $S_V O_2$ от числа сеансов, измеренные после окончания процедуры ВЛОК (1) и УФОК (2)

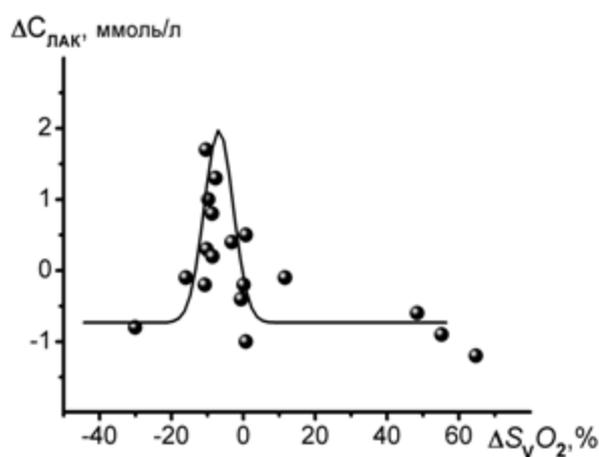


Рисунок 4 – Зависимости изменений концентрации лактата $\Delta C_{\text{Лак}}$ в венозной крови от изменений $\Delta S_V O_2$ под влиянием УФОК для пациентов с ОКС

4. Для целого ряда биомолекул – компонент крови установлено, что фотоиндуцированные изменения их концентраций зависели как от изменений степени насыщения гемоглобина кислородом (ΔS_{vO_2}), так от исходного содержания этих компонент в крови пациентов. При одних и тех же условиях облучения концентрации снижались при высоких начальных концентрациях и повышались при низких. На рис. 4, для примера, приведена зависимость фотоиндуцированных изменений концентрации лактата $C_{\text{лак}}$ от (ΔS_{vO_2}). Изменения индивидуальных концентраций $\Delta C_{\text{лак}}$ убывали с ростом как положительных, так и отрицательных величин $|\Delta SO_2|$. В течение курса облучения не наблюдался рост $C_{\text{лак}}$ выше нормальных, что указывает на отсутствие негативных изменений окислительно-восстановительных процессов.

Анализ индивидуальных результатов, полученных для пациентов обследуемых групп, позволяет сделать вывод, что фототерапия оказывает нормализующий эффект, инициируя у отдельных пациентов отличающиеся по величине и даже разнонаправленные изменения показателей оксигенации и содержания метаболитов в венозной крови. Поэтому наряду с традиционными оценками среднего эффекта фототерапии по обследуемой группе пациентов представляется чрезвычайно важным анализ причин, обуславливающих вариабельность изменений характеристик крови у отдельных пациентов, а также длительность сохранения фотоиндуцированных изменений.

Как было показано в [1 – 3], в основе механизма терапевтического воздействия оптического излучения на кровь лежат процессы, происходящие на молекулярном и клеточном уровнях. Фотодиссоциация комплексов гемоглобина с лигандами при поглощении оптического излучения приводит к снижению степени насыщения гемоглобина венозной крови кислородом, изменению артериовенозной разницы по кислороду (АВР). Рост АВР увеличивает потребление кислорода тканями, содержание внутриклеточного кислорода, изменение концентрации которого корректирует процессы образования в клетках активных форм кислорода (АФК) – физиологически активных соединений. Известно, что одни и те же АФК могут участвовать как в повреждении клеток и тканей, так и в процессах внутри- и межклеточной регуляции, противодействующих деструктивному развитию свободнорадикальных реакций в организме и восстанавливающих прооксидантно–антиоксидантное равновесие. Предложенный в [1 – 3] механизм достаточно универсален и позволяет, опираясь на исходные, индивидуальные показатели отдельных пациентов, объяснить разные по величине изменения кислородтранспортных характеристик облучаемой крови, в соответствии с которыми при одинаковой дозе облучения у разных пациентов инициируется или стимулирующий, или ингибирующий эффекты.

На основании полученных данных делается вывод, что фотоиндуцированные изменения степени насыщения гемоглобина эритроцитов кислородом объективно отражают индивидуальную чувствительность отдельных пациентов к воздействию оптического излучения на кровь. Контроль ΔS_{vO_2} может использоваться в качестве эффективного метода индивидуализации терапевтических доз при облучении венозной крови, также как предложенный в [4] метод определения суммарной концентрации свободного кислорода в микроциркуляторном русле тканей позволяет контролировать эффективность поверхностного облучения тканей.

Список литературы

1. Залеская, Г.А., Улащик, В.С., Калоша, И.И. Спектральные характеристики крови, облучаемой *in vivo* терапевтическими дозами ультрафиолетового излучения // *Опт. и спектр.* – 2009. – Т. 107, № 4. – С. 695 – 702.
2. Залеская, Г.А., Улащик, В.С. Молекулярные механизмы действия фототерапии // *Журн. прикл. спектр.* 2009. – Т. 76, №1. – С. 51 – 75.
3. Залеская, Г.А., Маслова, Т.О. Спектральные исследования фотомодификации крови терапевтическими дозами оптического излучения различных длин волн // *Опт. и спектр.* – 2011. – Т. 110, № 2. – С. 304 – 310.

4. Асимов, М.М., Асимов, Р.М., Рубинов, А.Н. Новый метод определения индивидуального биологического отклика и эффективности терапевтического действия оптического излучения при лазерной фототерапии // Фотобиология и фотомедицина. – 2009. – Т. 2, № 3. – С.112 – 118.

Г.А. Залесская – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, zalesskaya@imaph.bas-net.by.

УДК 577.344 + 615.831.4 + 616.1

Г.А. Залесская, О.В. Ласкина, Н.П. Митьковская

РЕГУЛЯТОРНЫЙ И НОРМАЛИЗУЮЩИЙ ЭФФЕКТЫ УФ ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ НА ЛИПИДНЫЙ ОБМЕН И РЕОЛОГИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРОВИ

Анализ показателей липидного состава и реологических свойств крови широко применяется для выявления риска развития ишемической болезни сердца (ИБС). При выраженной гиперхолестеринемии с увеличением выше оптимального уровня содержание общего холестерина (ХС), ХС липопротеинов низкой плотности (ЛПНП-ХС) заболеваемость ИБС возрастает в 4 – 5 раз. Уменьшение немедикаментозными методами риска развития сосудистых осложнений, обусловленных суммарными, положительными сдвигами липидного обмена и реологических параметров крови, является важной задачей в терапии сердечно-сосудистых заболеваний.

В работе представлены результаты исследования влияния экстракорпорального УФ облучения крови (УФОК) на показатели липидного состава и агрегационные свойства крови у 40 больных с ИБС, в комплексное лечение которых включалось УФОК аппаратом «Надежда» по одной процедуре в день в течение 5 суток. Концентрации общего ХС и ЛПНП-ХС определялись перед курсом УФОК и непосредственно после 5-ой процедуры с использованием биохимического анализатора «ФП-901» (Labsystems, Финляндия), содержание фракций гемоглобина и степень насыщения гемоглобина кислородом SO_2 – на приборе ABL-800 (Radiometer, Дания), показатели гемостаза – на автоматическом анализаторе STA-Compact (ROCH-Diagnostics, Германия). Электрофоретическая подвижность эритроцитов измерялась на цитоферометре фирмы «Оптон». Взаимосвязь количественных нормально распределенных признаков определялась с использованием корреляционного критерия Пирсона (r), уровень значимости различий – $p < 0,05$.

У пациентов обследуемой группы до начала лечения средняя концентрация ХС составляла $6,0 \pm 0,83$ ммоль/л, превышая целевой уровень для больных с острым коронарным синдромом (4,5 ммоль/л), среднее содержание ЛПНП-ХС ($3,78 \pm 0,9$ ммоль/л) также превышало допустимую величину (~ 3 ммоль/л). Были зарегистрированы значительные индивидуальные колебания в исходных концентрациях отдельных фракций холестерина. После курса УФОК с постоянной дозой для всех пациентов ($0,06$ Дж/см²) у большинства больных под влиянием УФОК наблюдалось снижение средних по группе концентраций ХС от $6,0 \pm 0,83$ до $5,35 \pm 0,75$ ммоль/л (10,5 %), а наиболее опасного ЛПНП-ХС от $3,78 \pm 0,88$ до $3,42 \pm 0,72$ ммоль/л (9 %).

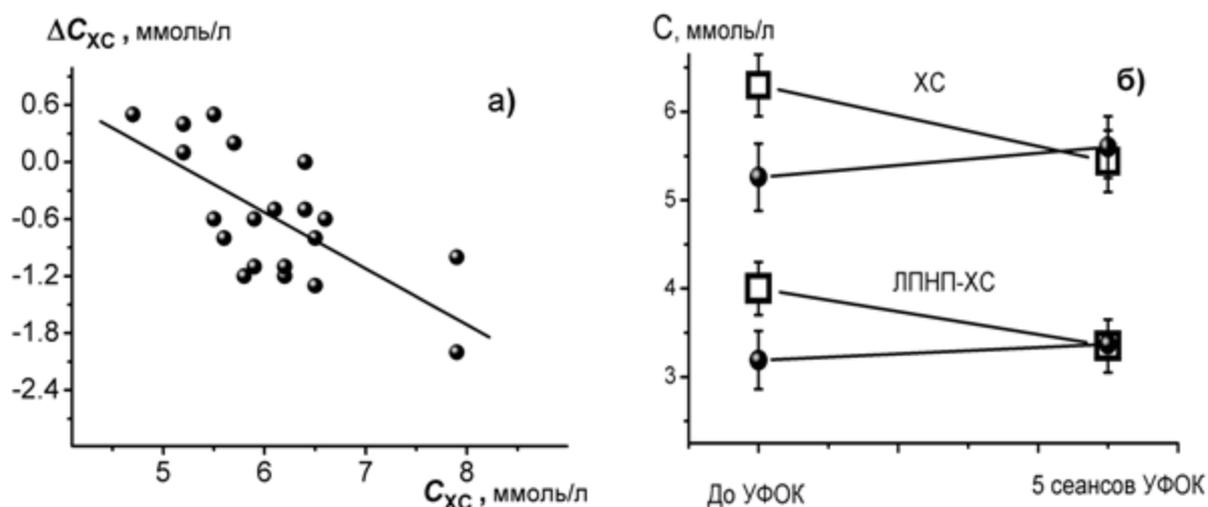


Рисунок 1 – а) Зависимость изменений концентрации ХС под влиянием УФОК от его исходной концентрации у больных с ИБС. Коэффициент линейной корреляции Пирсона $r = -0,7$ при $p < 0,001$; б) регуляторный и нормализующий эффект УФОК: среднее содержание ХС и ЛПНП-ХС в крови пациентов двух подгрупп, отличающихся направлением изменения их концентраций (∇ – уменьшение, , – увеличение концентрации)

Установлено, что под влиянием УФОК изменения концентрации $\Delta C_{ХС}$ холестерина ($\Delta C_{ХС} = C_{ХС}(\text{после}) - C_{ХС}(\text{до})$) и $\Delta C_{\text{ЛПНП-ХС}}$ для разных пациентов зависели от исходных концентраций и были даже разнонаправленными (рис. 1, а). Концентрации $\Delta C_{ХС}$ и $\Delta C_{\text{ЛПНП-ХС}}$ снижались при высоких исходных $C_{ХС}$ и $C_{\text{ЛПНП-ХС}}$ в крови пациентов; при $C_{ХС}$ и $C_{\text{ЛПНП-ХС}}$, близких к нормальным или низким, было отмечено их повышение в конце курса. Процедуры УФОК оказывали регуляторный эффект на содержание ХС и ЛПНП-ХС (рис. 1, б). В отдельных случаях 5 процедур УФОК инициировали благоприятный рост (до 30 %), но в большинстве случаев нежелательное снижение концентрации $C_{\text{ЛПНП-ХС}}$, средние значения которых уменьшились в обследуемой группе от $1,32 \pm 0,29$ до $1,19 \pm 0,22$ ммоль/л (на 9,8 %). Однако во всех случаях индивидуальные концентрации $C_{\text{ЛПНП-ХС}}$ в облученной крови превышали нормальный уровень 0,9 ммоль/л. В контрольной группе, включавшей 10 пациентов с традиционной терапией, достоверных изменений показателей липидного обмена не было выявлено. Приведенные результаты показывают, что УФОК вызывает у большинства пациентов снижение содержания ХС и ЛПНП-ХС в крови, к сожалению, в ряде случаев оказавшееся недостаточным для больных ИБС.

Показано, что изменения концентрации $\Delta C_{ХС}$ и $\Delta C_{\text{ЛПНП-ХС}}$ отдельных пациентов зависели от фотоиндуцированного снижения степени насыщения гемоглобина венозной крови кислородом (ΔSO_2). Положительный эффект облучения, приводивший к снижению содержания указанных фракций холестерина имел место только у тех пациентов, у которых под влиянием УФОК происходили изменения SO_2 в сравнительно узком интервале $-10 < \Delta SO_2 < 15$ %.

Ключевая роль в формировании реологических параметров крови принадлежит форменным элементам крови, из которых 98 % составляют эритроциты. В образцах крови пациентов обследуемой группы исследовалась электрофоретическая подвижность эритроцитов (ЭФПЭ), средний уровень которой составил $1,06 \pm 0,017$ мкм·с⁻¹·В⁻¹ до УФОК и $1,1 \pm 0,017$ мкм·с⁻¹·В⁻¹ после УФОК. Отмечено увеличение поверхностного заряда клетки, положительно влияющего на агрегационные свойства эритроцитов и реологию крови.

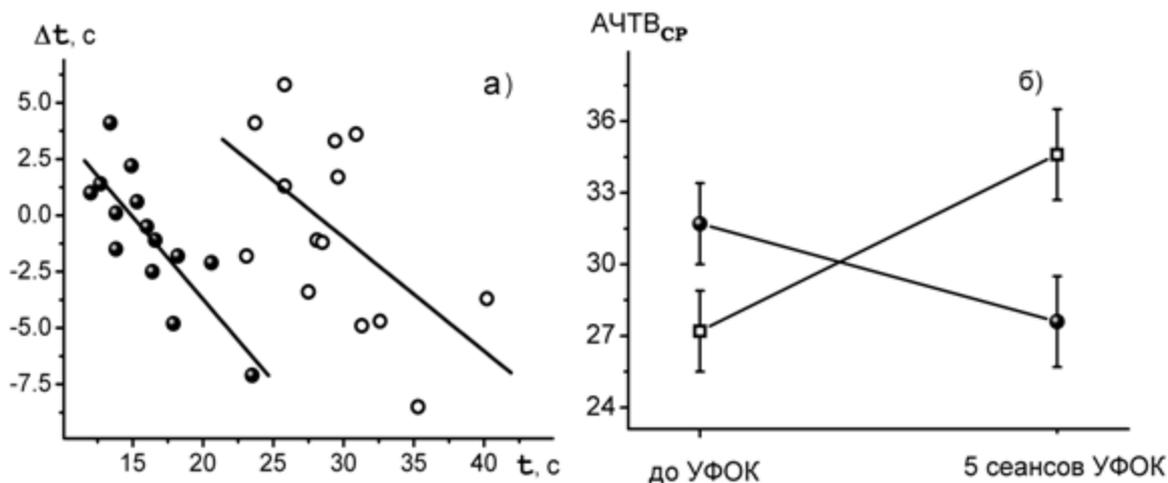


Рисунок 2 – а) Зависимость изменений ПТВ и АЧТВ от их исходных значений под влиянием УФОК для пациентов с ИБС. Коэффициент линейной корреляции Пирсона $r = -0,58$ при $p < 0,04$ для АЧТВ и $r = -0,8$ при $p < 0,001$ для ПТВ; б) регуляторное влияние УФОК на средние значения АЧТВ для двух подгрупп пациентов, отличающихся направлением изменения его величины (, - уменьшение, ∇ - увеличение)

Агрегационная активность другой важной группы форменных элементов – тромбоцитов изучалась по характеристикам коагулограммы: протромбиновому времени (ПТВ) и активированному частичному тромбопластиновому времени (АЧТВ) (рис. 2). Под влиянием УФОК увеличилось среднее по группе значения АЧТВ от 29,9 с до 30,6 с. Средние по группе значений ПТВ сохранились в нормальном диапазоне (16,6 с (до) и 16,5 с (после УФОК)). Однако зависимости индивидуальных изменений $\Delta_{\text{АЧТВ}}$ и $\Delta_{\text{ПТВ}}$ от их исходных значений демонстрируют нормализующее влияние УФОК: рост АЧТВ и ПТВ у пациентов с исходными низкими значениями и снижение с высокими (рис. 2). Индивидуальные величины $\Delta_{\text{ПТВ}}$ и $\Delta_{\text{АЧТВ}}$ зависели от фотоиндуцированных изменений (ΔS_{O_2}) с достоверными положительными и отрицательными изменениями агрегационной способности в интервале $-10 < \Delta S_{\text{O}_2} < 15$ %.

Нами было показано [1 – 3], что в основе целого ряда терапевтических эффектов, инициированных УФОК, лежат изменения в протекании кислородзависимых процессов, которые влияют на внутриклеточное содержания активных форм кислорода (АФК). Участие АФК как в повреждении биомолекул и клеток, так и в процессах внутри- и межклеточной регуляции, противодействующих деструктивному развитию свободнорадикальных реакций в организме, обуславливает регуляторное действие УФ излучения на метаболические процессы. Так в норме скорость постоянно протекающего физиологического процесса перекисного окисления липидов (ПОЛ) в крови крайне мала благодаря низкому уровню продукции АФК и сбалансированной системе антиоксидантной защиты. При целом ряде «свободно-радикальных патологий», в том числе, при сердечно-сосудистых заболеваниях изменение баланса между наработкой АФК и их ингибированием антиоксидантными системами может приводить к разнонаправленным результатам светового воздействия.

Выводы. Показано, что терапевтические дозы УФОК вызывают положительные изменения, как липидного состава, так и реологических свойств крови у больных с ИБС. Коррекция метаболических нарушений под влиянием УФОК зависела от двух величин: исходной концентрации метаболитов и фотоиндуцированных изменений степени насыщения венозной крови кислородом (ΔS_{O_2}). Установлено, что при одних и тех же дозах концентрации исследуемых продуктов снижались при высоких исходных уровнях и, напротив повышались при низких.

Положительные изменения липидного обмена, а также реологических характеристик крови были получены только при изменениях степени насыщения гемоглобина кислородом в относительно узком интервале ($-10 < \Delta SO_2 < 15$ %). Сделан вывод, что у отдельных пациентов инициированные УФОК изменения баланса между образованием АФК и их ингибированием антиоксидантными системами активировали метаболические процессы, а у других подавляли их вследствие сильных отличий в протекании кислородзависимых процессов.

Список литературы

1. Залеская, Г.А., Улащик, В.С., Калоша, И.И. Спектральные характеристики крови, облучаемой *in vivo* терапевтическими дозами ультрафиолетового излучения // Опт. и спектр. – 2009. – Т. 107, № 4. – С. 695 – 702.
2. Залеская, Г.А., Улащик, В.С. Молекулярные механизмы действия фотогемотерапии // Журн. прикл. спектр. 2009. – Т. 76, № 1. – С. 51 – 75.
3. Залеская, Г.А., Маслова, Т.О. Спектральные исследования фотомодификации крови терапевтическими дозами оптического излучения различных длин волн // Опт. и спектр. – 2011. – Т. 110, № 2. – С. 337 – 343.

Г.А. Залеская – Институт физики им. Б.И. Степанова, Минск.

О.В. Ласкина, Н.П. Митьковская – Белорусский государственный медицинский университет, Минск, zaleskaya@imaph.bas-net.by.

УДК 577.344 + 615.8

Г.А. Залеская, Л.Г. Астафьева, В.Ю. Плавский

ФОТОПРОЦЕССЫ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ В КРОВИ ПРИ АНТИМИКРОБНОЙ ФОТДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТИЛЕНОВОГО СИНЕГО

Кровь играет решающую роль в генерализации воздействия оптического излучения на биоткани. При антимикробной фотодинамической терапии (АФДТ) проникший в кровь фотосенсибилизатор не только способствует образованию активных форм кислорода (АФК) в тех биоструктурах, в которые он проникает, но может изменять степень насыщения крови кислородом и тем самым влиять на потребление кислорода тканями. В работе по изменениям под действием лазерного излучения ($\lambda = 633$ нм, $W = 29$ мВт/см²) спектральных характеристик крови и растворенного в ней метиленового синего (МС) изучены: а) межмолекулярные взаимодействия МС с кровью и влияние на них облучения (по электронным спектрам поглощения МС); б) межмолекулярные взаимодействия с белками плазмы и эритроцитами по ИК спектрам поглощения образцов крови с МС до и после облучения; в) влияние концентрации МС на изменения степени оксигенации крови при облучении.

Показано, что спектр поглощения МС, растворенного в крови, отличается от спектра водного раствора МС такой же концентрации и изменяется под воздействием излучения He-Ne лазера ($W = 29$ мВт/см²), хорошо поглощаемого МС и кровью. Спектр поглощения МС в плазме облученной крови уширен и сдвинут в коротковолновую область (рис. 1). По форме и распределению интенсивностей в максимумах полос мономерной и димерной форм красителя, можно сделать вывод о том, что в плазме облученной крови уменьшилось содержание мономеров МС.

Известно, что МС способен взаимодействовать с одним из основных белков плазмы – альбумином, образуя комплексы, стабилизированные вхождением МС в гидрофобную полость альбумина с образованием межмолекулярной связи между бензольным кольцом МС и индольным кольцом одного из аминокислотных остатков альбуминовой полости. Наблюдаемые спектральные изменения свидетельствуют о формировании комплексов МС с белковыми макромолекулами крови,

что может изменять фотосенсибилизирующие свойства МС. При использованных концентрациях МС, когда межмолекулярные расстояния между молекулами МС сопоставимы с длиной диффузионного пути синглетного кислорода, возможны также взаимодействия синглетного кислорода с МС, приводящие к его деструкции.

Анализ спектров поглощения крови с добавленным МС в области 700 – 1200 нм, в которой спектры окси-и деоксигемоглобина сильно отличаются, а также в меньшей мере проявляется поглощение МС, показывает, что поглощение деоксигемоглобина убывает, т.е. облучение крови в присутствии фотосенсибилизатора повышает исходную степень оксигенации венозной крови, составлявшую 57 % (рис. 2).

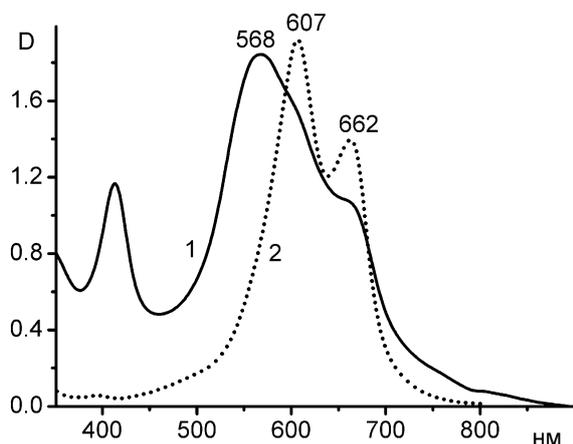


Рисунок 1 – Спектры поглощения МС, 1 – в плазме крови, облученной гелий-неоновым лазером (концентрация МС 0,25 ммоль/л, 632,8 нм, $t = 10$ мин, плотность мощности 29 мВт/см²; 2 – водный раствор

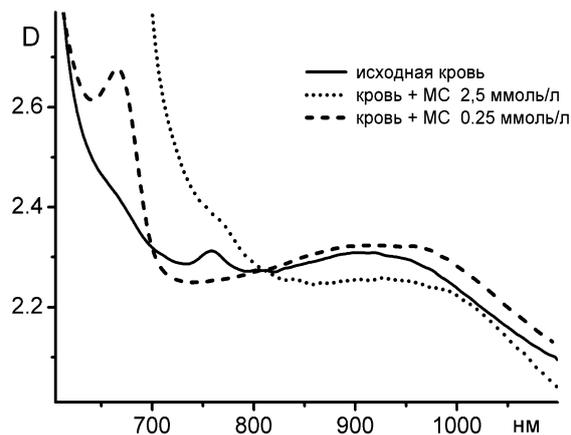


Рисунок 2 – Спектры поглощения крови без добавления МС (сплошная линия) и с МС при концентрациях 0,25 ммоль/л (штрихи) и 2,5 ммоль/л (пунктир)

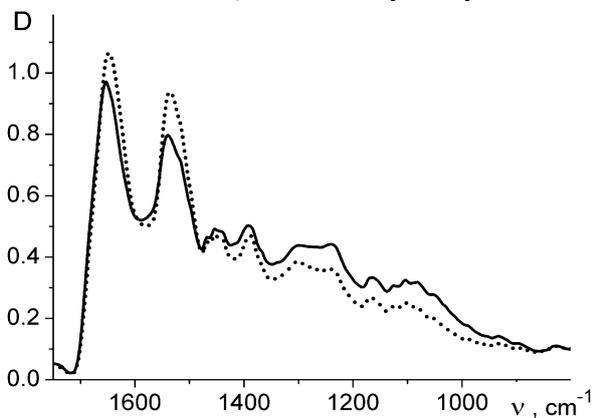


Рисунок 3 – ИК-спектры крови с метиленовым синим необлученной (сплошная линия) и облученной в течение 5 минут гелий-неоновым лазером (пунктир) при 29 мВт/см²

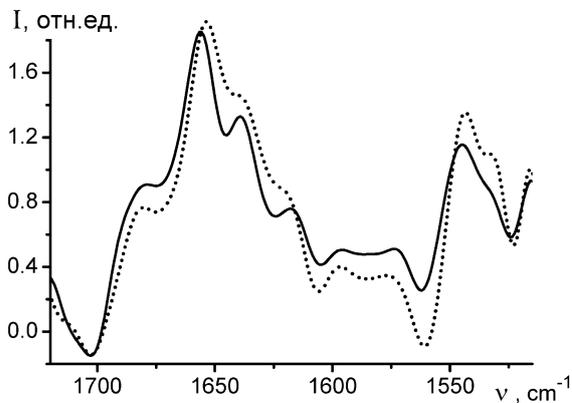


Рисунок 4 – Фурье_деконволюции ИК-спектров крови с метиленовым синим необлученной (сплошная линия) и облученной в течение 5 минут гелий-неоновым лазером (пунктир) при 29 мВт/см²

Сопоставление ИК спектров поглощения чистой крови и крови, облученной с добавлением МС, показало, что под влиянием облучения происходят конформационные изменения макромолекул белков вследствие межмолекулярных взаимодействий фотосенсибилизатора с белками крови в основном электронном состоянии. В спектрах не отмечено появление новых полос поглощения, свидетельствующих о выраженной фотодеструкции белков крови.

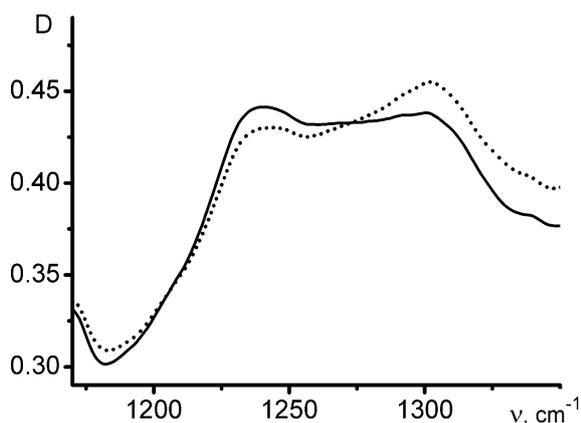


Рисунок 5 – ИК-спектры крови с МС в области $1350 - 1180 \text{ см}^{-1}$ необлученной (сплошная линия) и облученной в течение 5 минут гелий-неоновым лазером (пунктир) при 29 мВт/см^2

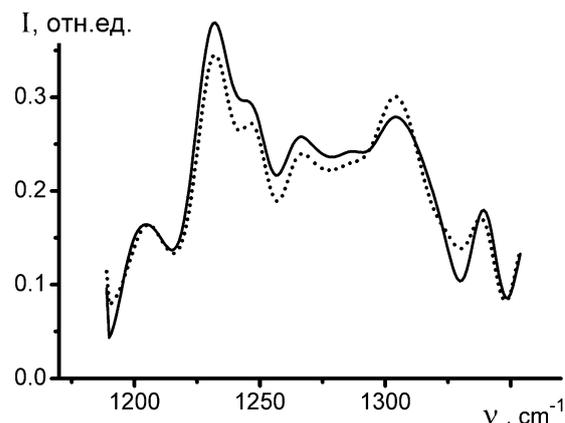
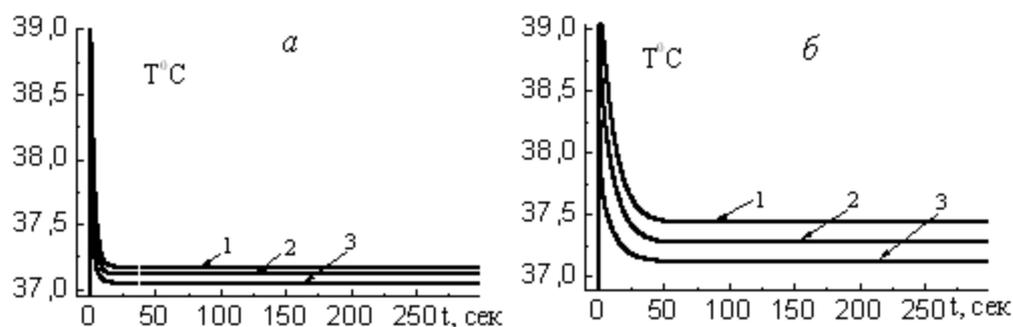


Рисунок 6 – Фурье-деконволюции ИК-спектров крови с МС: необлученной (сплошная линия) и облученной в течение 5 минут гелий-неоновым лазером (пунктир) при 29 мВт/см^2

На основании модельных расчетов температур крови, содержащей МС, оценено влияние нагрева лазерным излучением на фотоиндуцированные процессы. Для оценки нагрева крови под действием лазерного излучения, расчета пространственных и временных зависимостей температуры внутри слоя крови выполнялось моделирование пространственного распределения поглощенной энергии и тепловых полей. Система уравнений, включающих уравнение теплопроводности с соответствующими граничными и начальными условиями решалась численными методами также, как в [1]. Теплофизические и оптические характеристики крови и МС на длине волны 630 нм приведены в таблице. Результаты моделирования представлены на рисунке 7. По результатам моделирования разогрев крови, содержащей МС, не превышает $\Delta T = 2 \text{ }^\circ\text{C}$. На глубине 2 мм нагрев отсутствует. Температура нормализуется, возвращаясь к исходной $T \approx 37 \text{ }^\circ\text{C}$, за время $t < 50 \text{ сек}$. Такой рост температуры не вызовет термических изменений биомолекул крови, для термической модификации которых требуются более высокие температуры. Наблюдаемые спектральные изменения в образцах облученной крови имеют нетепловую природу, нагрев крови не приводит к изменению ее оптических характеристик. Что касается поверхностного облучения тканей, окрашенных МС, то при режимах облучения, типичных для антимикробной фотодинамической терапии, только четвертая часть падающего излучения, пройдя поверхностные слои, достигает слоев мускульной ткани, в поглощении которой наиболее важным хромофором является гемоглобин крови.



Выводы. Показано, что спектр поглощения МС, растворенного в крови, отличается от спектра водного раствора МС такой же концентрации и изменяется под воздействием излучения He-Ne лазера с плотностью мощности, типичной для антимикробной фотодинамической терапии (29 мВт/см^2). Наблюдаемое уменьшение содержания мономеров МС свидетельствует о формировании комплексов

МС с белковыми макромолекулами крови. Сделан вывод о том, что при режимах облучения и концентрациях МС, используемых для АФДТ и дезинфекции крови, МС образует комплексы с белками крови, не препятствующие генерации активных форм кислорода.

Лазерное воздействие инициирует конформационные переходы в макромолекулах белков крови, вызывая изменения ИК спектров поглощения крови с МС.

Анализ спектров поглощения крови с добавленным МС в области 700-1200 нм, в которой спектры окси-и деоксигемоглобина сильно отличаются, показывает, что поглощение деоксигемоглобина убывает. Фотореакции крови с МС повышают исходную степень оксигенации венозной крови, изменяющую поглощение крови с МС в области 700-1200 нм.

Наблюдаемые спектральные изменения в образцах облученной крови с МС имеют нетепловую природу, нагрев крови при использованных режимах облучения не приводит к изменению ее оптических характеристик.

Список литературы

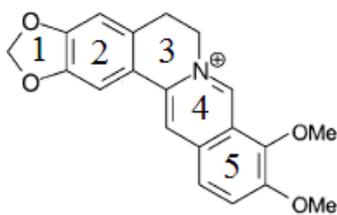
1. Залеская, Г.А., Астафьева, Л.Г., Плавский, В.Ю. Антимикробная фотодинамическая терапия: воздействие лазерного излучения на слизистую ткань, содержащую фотосенсибилизатор метиленовый синий // Опт. и спектр. – 2012 – Т. 112, № 4. – С. 692 – 697.

УДК 535.34:547.94

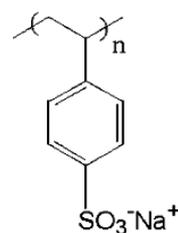
И.Г. Мотевич, Н.Д. Стрекаль, С.А. Маскевич

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗОХИНОЛИНОВОГО АЛКАЛОИДА БЕРБЕРИНА С СИНТЕТИЧЕСКИМИ И ЕСТЕСТВЕННЫМИ ПОЛИЭЛЕКТРОЛИТАМИ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

На сегодняшний день подход к разработке эффективных лекарственных соединений включает в себя изучение взаимодействий потенциальных молекул лекарства со всеми известными типами биологических макромолекул (белков, ферментов, ДНК и др.), которые могут быть ответственными либо за появление и развитие патологии, либо за возникновение аллергических реакций. Снижение риска токсико-аллергических осложнений часто достигается привлечением лекарственных средств растительного происхождения. Одними из таких лекарственных средств растительного происхождения являются изохинолиновые алкалоиды, полученные из чистотела большого *Helidonium Maius* [1, 2]. Объектом нашего исследования является принадлежащий данному классу соединений алкалоид берберин (структурная формула 1).



Структурная формула 1



Структурная формула 2

Все природные ДНК за исключением некоторых являются совершенными двойными спиральями, состоящими из двух комплементарных одиночных цепей. Молекула ДНК имеет два

класса точек связывания: отрицательно заряженные фосфатные группы и нуклеиновые основания. Полианионный скелет молекулы, состоящий из фосфатных групп, способствует электростатическому связыванию с положительно заряженными молекулами лекарств.

Удобной моделью ДНК является бесконечный линейный набор отрицательных зарядов, находящихся на некотором расстоянии друг от друга. В качестве такой модели, которая является аналогом ДНК, нами был выбран полиэлектролит полистиролсульфонат (ПСС, структурная формула 2). Полистиролсульфонат представляет собой полимер, содержащий ионогенные группы, который в полярных растворителях способен диссоциировать с образованием заряженной полимерной цепи (макроаниона) и низкомолекулярных противоионов.

Целью данной работы является изучение взаимодействия берберина с синтетическими полиэлектролитами полистирол сульфонат ПСС и полиалиламин ПАА и ДНК методами электронной спектроскопии.

Спектры поглощения и стационарной флуоресценции берберина и их комплексов с ДНК и ПСС были измерены на спектрофотометре SOLAR CM2203 (Минск, Беларусь). Квантово-химические расчеты электронных спектров алкалоида были выполнены с использованием метода ZINDO/S с учетом конфигурационного взаимодействия 5 заполненных и 5 незаполненных орбиталей, реализованного в пакете квантово-химических расчетов Hyper Chem.

Проведем аналогию между взаимодействием берберина с двойной цепочкой ДНК и одинарной полимерной цепочкой полистиролсульфоната. Основную роль при взаимодействии положительно заряженной молекулы берберина с анионным скелетом ДНК и с отрицательно заряженной цепочкой полистиролсульфоната несут кулоновские силы.

На рисунках 1 и 2 приведены спектры поглощения и флуоресценции берберина в комплексе с ДНК (рисунок 1) и с полистиролсульфонатом (рисунок 2). При взаимодействии берберина с отрицательно заряженной цепочкой ПСС, в электронных спектрах алкалоида наблюдается ряд изменений: уменьшается оптическая плотность в максимумах обеих полос поглощения (~ на 31 % и 38 %, соответственно), а также батохромный сдвиг длинноволновой полосы поглощения на 16 нм (спектры 1-4, рисунок 2). При взаимодействии берберина с ДНК в спектре поглощения алкалоида наблюдается также уменьшение оптической плотности в максимумах полос (~ на 17 % и на 29 %, соответственно), но в отличие от ПСС батохромный сдвиг происходит не для одной, а для обеих полос в красную область: коротковолновой полосы на 4 нм, а длинноволновой – на 7 нм (спектры 1 – 4, рисунок 1). Данные результаты свидетельствуют о том, что берберин образует комплексы с полианионами обоих исследуемых типов - ПСС и ДНК.

Из рисунка 1 видно, что в присутствии ДНК относительная интенсивность флуоресценции берберина существенно возрастает. Так, интенсивность флуоресценции комплекса берберин-ДНК при числе пар оснований равном 100 на одну молекулу алкалоида превышает интенсивность флуоресценции чистого раствора берберина в 15 раз (спектры 1'-4', рисунок 1). В присутствии полистиролсульфоната относительная интенсивность флуоресценции комплекса также возрастает при уменьшении стехиометрического параметра (спектры 1' – 4', рисунок 2). В обоих случаях наблюдается смещение полос в коротковолновую область.

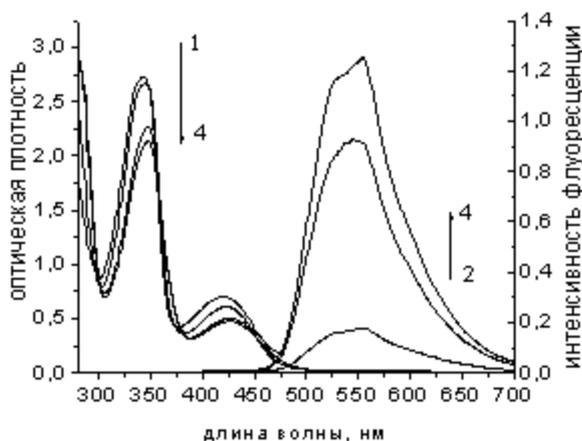


Рисунок 1 – Спектры поглощения (1-4) и флуоресценции (2'-4') берберина в калий-фосфатном буфере и комплексов берберин-ДНК, $\lambda_B=340$ нм в отсутствии (1) и в присутствии ДНК при $n=1/10$ (2, 2'), $1/50$ (3, 3'), $1/100$ (4, 4')

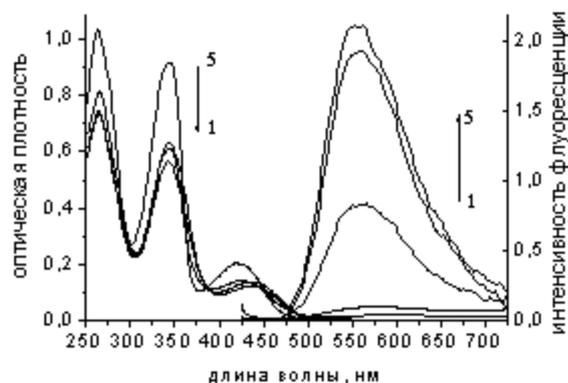


Рисунок 2 – Спектры поглощения и флуоресценции берберина и в комплексе с ПСС при различных значениях мономерных единиц, приходящихся на одну молекулу алкалоида, $c_{берб}=3,26 \times 10^{-5}$ М, $\lambda_B=420$ нм (1 – 1/0; 2 – 1/0,2; 3 – 1/1,5; 4 – 1/3; 5 – 1/5)

Слабую относительную интенсивность флуоресценции берберина можно объяснить слабым перекрытием электронных орбиталей, участвующих в электронном переходе. При этом переходе для свободной молекулы берберина согласно расчетам наблюдается понижение электронной плотности в области колец 1, 2 и 3 (таблица 1).

Таблица 1 – Распределение электронной плотности на граничных молекулярных орбиталях молекулы берберина

	$ \Psi_n 2$	$ \Psi_m 2$
$\lambda=430$ нм $f=0,354$		

При электростатическом взаимодействии берберина с ДНК и с ПСС по всей видимости происходит перераспределение электронной плотности в основном состоянии (ВЗМО) в области колец 1, 2 и 3, а именно ее понижение. И как следствие наблюдается значительное перекрытие в области колец 4 и 5 между двумя граничными орбиталями, приводящее к увеличению относительной интенсивности флуоресценции.

Нами получены параметры кинетики затухания флуоресценции берберина в воде и этаноле, а также в комплексе с полиэлектролитами (результаты не приведены). Кинетика затухания флуоресценции берберина не является моноэкспоненциальной, что может указывать на наличие в растворе нескольких форм молекул. При наличии в растворе берберина ПСС или ДНК кинетика флуоресценции еще более усложняется: появляется третья долгоживущая компонента. Квантовый

выход флуоресценции при этом значительно увеличивается. Очевидно, что данные результаты указывают на наличие нескольких (не менее двух) типов флуоресцирующих комплексов берберин-полиэлектролит. Кроме того, возможно, что не все формы молекул берберина, имеющиеся в водном растворе, связываются с полиэлектролитами. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что среднее время затухания флуоресценции берберина в присутствии ДНК практически такое же, как берберина в этаноле.

Исходя из квантово-химических представлений, уменьшение коэффициентов экстинкции полос поглощения связано с уменьшением вероятностей соответствующих электронных переходов, зависящих в свою очередь от перекрытия молекулярных орбиталей, участвующих в переходе. Наши данные показывают, что в рамках этих представлений вероятности поглощательных переходов в большей степени уменьшаются при связывании алкалоида с ПСС, чем с ДНК. Принимая во внимание вид орбиталей берберина и спектры поглощения и флуоресценции, можно предположить, что при образовании комплекса с синтетическим полиэлектролитом в молекуле алкалоида происходит перераспределение электронной плотности в области колец 3, 4 и 5 (таблица 2). В процесс комплексообразования берберина с ДНК вовлекается изохинолиновое ядро (кольца 2, 3) и кольцо 1.

При взаимодействии берберина с полистиролсульфонатом и ДНК, в спектрах поглощения алкалоида наблюдается ряд изменений. Флуоресцентные характеристики алкалоида изменяются при взаимодействии с полиэлектролитами. Наблюдается значительное увеличение квантового выхода флуоресценции, и «синий» сдвиг полосы флуоресценции. Кинетика затухания флуоресценции комплекса берберина с ДНК не является моноэкспоненциальной.

Список литературы

1. Потопальский, А.И. Препараты чистотела в биологии и медицине / А.И. Потопальский. – Киев: Наукова думка. – 1992. – 230 с.
2. Dostál, J. Some aspects of the chemistry of quaternary benzo[c]phenanthridine alkaloids / J. Dostál, J. Slavík // Studies in Natural Products Chemistry. – V. 27. – P. 155 – 184.

И.Г. Мотевиц, Н.Д. Стрекаль, С.А. Маскевич – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, i.motevich@grsu.by.

УДК 535:621.373.826

Л.Г. Астафьева, Г.П. Леднева

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МИКРОЛАЗЕР НА ОСНОВЕ МИКРОЦИЛИНДРА

Совершенствование информационных систем с целью повышения быстродействия и компактности и ориентация на энерго- и ресурсосберегающие технологии в связи с проблемами экологии выдвигают в настоящее время дисперсную среду в качестве удобного объекта реализации миниатюрных устройств на основе одиночных диэлектрических микрочастиц и микроволокон. Это связано с тем, что слабопоглощающие диэлектрические микрочастицы действуют как оптические резонаторы и, как следствие, в них реализуются морфологические резонансы или высокочастотные моды шепчущей галереи. Выявление морфологических резонансов дало толчок исследованиям преобразований оптического излучения микрорезонаторами на основе микрочастиц и были экспериментально продемонстрированы возможности микрочастиц по реализации различных оптических эффектов. Микрорезонатор на основе диэлектрической микрочастицы различного вида симметрии (сферической, цилиндрической, эллипсоидальной и т.д.) имеет дополнительные преимущества, среди которых значительное снижение порога реализации различных нелинейных

явлений, сильная фокусировка излучения, малая чувствительность к разрушению и перегреву, благодаря масштабному эффекту прочности, удобное согласование микросфер и микроцилиндров с оптическими волокнами. Оптические процессы в цилиндрических микрорезонаторах являются предметом активных экспериментальных исследований [1-4]. Однако эти работы носят сугубо демонстрационный характер для иллюстрации потенциальных возможностей использования таких систем. В тоже время наблюдаемые при этом оптические явления остаются недостаточно понятыми и нуждаются в теоретическом обосновании, в частности, еще недостаточно исследованы особенности влияния пространственной структуры электромагнитного поля на процесс низкопорогового стимулированного излучения.

Поскольку миниатюрные резонаторы являются притягательными объектами, как для фундаментальных физических исследований, так и для использования в оптоэлектронных системах, закономерен интерес к исследованию спектральных характеристик микрочастиц цилиндрической симметрии, которые играют роль своеобразных оптических микрорезонаторов с определенным набором собственных мод. Каждая мода характеризуется определенной частотой и добротностью Q , которые зависят как от параметра дифракции ($\rho = \frac{2\pi R}{\lambda}$, R – радиус микроцилиндра, λ – длина

волны лазерного излучения) микроцилиндра, так и от значения оптических постоянных вещества частицы. Наряду с добротностью, важной электродинамической характеристикой микрорезонатора является пространственная структура электромагнитного поля внутри него, которая образуется суммированием пространственных структур полей собственных мод. Знание распределение поля внутри частиц очень важно также для дальнейших исследований характеристик преобразования оптического излучения такими сложными объектами как полупроводниковый микролазер. Резонансные моды реализуются обычно в средах с очень малым показателем поглощения, т.е. в почти прозрачных средах.

Полупроводниковый микролазер описывается полупроводниковой цилиндрической микрочастицей. Пространственная структура поля каждой моды характеризуется номером n , который определяет число пиков в распределении интенсивности внутреннего поля при изменении полярного угла φ от 0^0 до 180^0 и порядком s , равным числу пиков в распределении интенсивности поля моды по радиусу r . Внешняя добротность морфологических резонансов может быть достаточно высокой, увеличиваясь с ростом их номеров, при этом рост порядка моды, наоборот, приводит к уменьшению внешней добротности при одном и том же номере. Анализ экспериментальных данных показывает, что рост внешней добротности не всегда сопровождается увеличением интенсивности поля внутри микрочастицы.

Компоненты электрического поля в данной точке внутри однородного кругового микроцилиндра могут быть получены из теории дифракции электромагнитного излучения на цилиндрической частице [5, 6]. Резонансная структура внутреннего поля круговой цилиндрической микрочастицы изменяется как $\cos n\varphi$, создавая $2n$ максимумов в распределении внутренней интенсивности, поскольку угол φ изменяется от 0 до 2π в плоскости, нормальной к оси цилиндра. Поскольку резонансная структура внутреннего поля круговой цилиндрической микрочастицы наблюдается только при нормальном падении излучения на ее поверхность, других углов падения лазерного излучения мы не рассматриваем. Изменения амплитудных коэффициентов при вариации параметров дифракции микрочастицы, показателей преломления и поглощения ее вещества будут определять характер пространственного распределения внутреннего поля в микроцилиндре и позволяет оценивать добротности мод микрорезонатора и распределение полей его пространственных структур, т.е. неоднородность распределения оптических полей в микроцилиндре.

Полупроводниковый микролазер моделируется однородным круговым микроцилиндром. Оптические постоянные материала, из которого состоит микроцилиндр, были взяты из [7]. В случае $\lambda \sim 1,5 \div 1,6$ мкм для полупроводниковой гетероструктуры $m \cong 3,35 - i10^{-8}$.

Используемая теоретическая модель преобразования электромагнитного поля полупроводниковым микролазером позволяет определять распределение полей его пространственных структур, т.е. неоднородность распределения оптических полей в микрочастице. Пространственное распределение оптических полей внутри однородных микроцилиндров в условиях резонансов сильно неоднородно, тем более при таких высоких значениях оптических постоянных используемых материалов, как приведено выше. В качестве примера на рис. 1 приведено распределение интенсивности внутреннего поля в поперечном сечении однородного микроцилиндра, состоящего из полупроводника для ТЕ поляризованных резонансных мод.

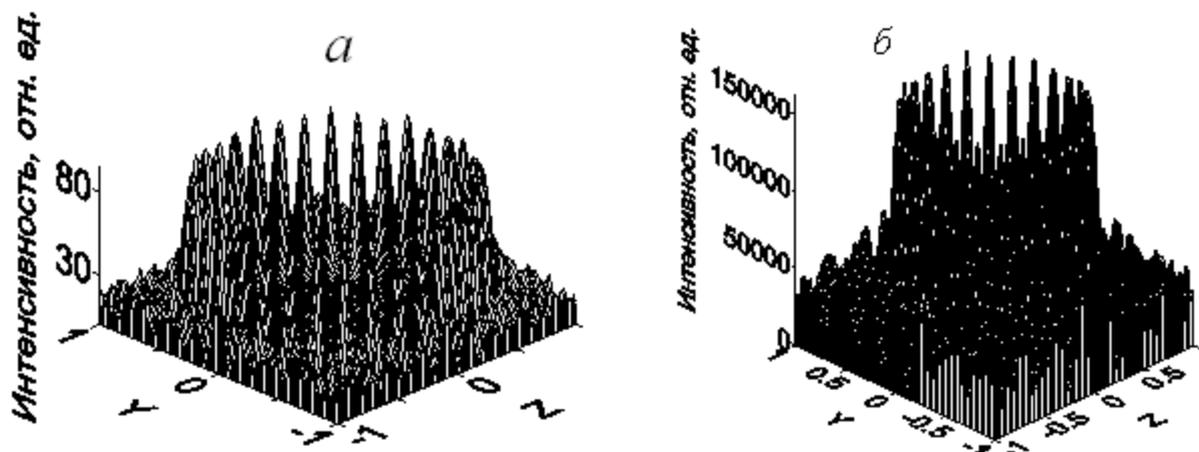


Рисунок 1 – Распределение интенсивности внутреннего поля в поперечном сечении однородных микрорезонаторов из полупроводника в условиях резонанса с номером $n = 17$, порядка $s = 1$ (а) и с номером $n=13$, порядка $s=2$ (б)

Следует отметить, что чем больше порядок моды, тем максимальная стоячая волна в распределении внутренней энергии микрорезонатора располагается ближе к оси микроцилиндра. Если для первого порядка моды $s=1$ максимальная стоячая волна распределена по кругу вблизи поверхности цилиндра, то для возрастающих порядков максимальные стоячие волны сдвигаются вглубь частицы, располагаясь от оси цилиндра при таком же значении параметра дифракции, как для микроцилиндра при $s=1$. Это связано с тем, что при увеличении порядка резонанс реализуется в микроцилиндрах с более высоким значением параметра дифракции ρ , а максимум резонансной структуры в виде круговой стоячей волны остается при одном и том же значении параметра дифракции внутри цилиндра, то есть сдвигается в глубину частицы к оси цилиндра.

На рисунке 2 представлены зависимости максимальных значений интенсивности I_{\max}/I_0 в пространственном распределении плотности энергии внутри микроцилиндров, состоящих из полупроводника, от параметров дифракции частиц $\rho = 2\pi R/\lambda$ в условиях резонанса. Цифры, соответствующие максимумам кривых – номера резонансов n . Из рис. 2 видно, что максимальные значения интенсивности внутри микроцилиндра при увеличении параметра дифракции сначала возрастают с ростом номера моды, достигают максимального значения ($n=11$ при $s=1$, $n=14$ при $s=2$), затем уменьшаются при переходе к большему номеру моды. При увеличении порядка моды $s=1 \div 4$ максимумы интенсивностей I_{\max}/I_0 в пространственной структуре внутреннего поля весьма существенно уменьшаются. При переходе от первого порядка моды ко второму максимальное значение интенсивности в пространственной структуре внутренних полей уменьшается почти в 2

раза, затем становится для третьего порядка в 7 раз ниже, чем для второго, а для четвертого порядка еще в 20 раз меньше, чем для третьего. Максимальное значение интенсивности для четвертого порядка почти в 300 раз ниже, чем для первого.

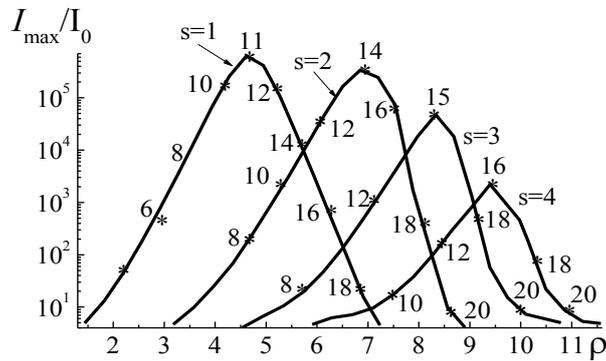


Рисунок 2 – Зависимости максимальных значений интенсивности I_{\max}/I_0 в пространственном распределении плотности энергии внутри однородных цилиндрических микрорезонаторов из полупроводника от параметров дифракции частиц

Высокая добротность мод шепчущей галереи цилиндрической микрочастицы, которая служит своего рода микрорезонатором для полупроводникового лазера, приводит к реализации в ней процессов генерации оптического излучения. При этом генерация в основном носит многомодовый характер. Пространственная структура распределения напряженности электромагнитного поля мод играет важную роль в реализации процесса генерации. Важно отметить, что в генерации присутствуют как моды одинакового, так и разных порядков, при этом расстояние между соседними модами различных порядков намного меньше, чем для мод одинакового порядка. Используем модель генерации, которая учитывает эффекты насыщения инверсной населенности при взаимодействии мод как через длинноволновую за счет разности частот соседних мод, так и коротковолновую из-за интерференции встречных волн одной частоты, решетки инверсной населенности, а также сцепление мод в активном веществе, обусловленное нелинейностью.

В микрочастице наряду с соотношением коэффициентов усиления и потерь мод на условия генерации оказывает влияние степень перекрытия их пространственных структур, определяемая коэффициентами μ . Величина коэффициентов перекрытия зависит от пространственных структур электромагнитного поля взаимодействующих мод. Ниже рассмотрим, как влияет на характер режима генерации соотношение коэффициентов усиления, потерь и величина поля пространственных структур для мод с различными порядками. Представляет интерес исследовать случай влияния перекрытия пространственных структур мод разных порядков на генерацию в полупроводниковом лазере, когда интенсивность поля в пространственной структуре низкодобротной моды на несколько порядков превышает поле близко расположенной моды с высокой добротностью. Расчеты показывают, что возможно существование двух стационарных режимов. Например, рассмотрим генерацию на двух модах: третьего порядка с номером $n=15$ и второго порядка с номером $n=18$. Расстояние $\Delta\rho = 2\pi R\Delta\nu/c$ между выше упомянутыми модами равно $\Delta\rho \approx 0,106$, т.е. значительно меньше, чем для мод четвертого порядка $n=15$ и $n=16$ $\Delta\rho \approx 0,36$. Для моды с номером 15 добротность в два раза ниже, а максимальная интенсивность электромагнитного поля пространственной структуры в 400 раз выше, чем для моды второго порядка с номером 18. Как видно из рисунка 3а, при $K_{jj}^0 = 0,1$ для рассматриваемых мод возможно существование двух стационарных одномодовых

режимов генерации при $K_{ii}^0, K_{jj}^0 < 1$. Для обоих стационарных режимов характерно то, что коэффициенты для моды с номером $n=15$ выше, чем для моды с номером $n=18$. Однако если для одного режима с ростом коэффициента усиления K_{ii}^0 коэффициент q_i для моды с номером 15 растет, то для второго режима стационарной генерации, наоборот, – для моды с номером $n=18$ падает. Если $K_{jj}^0 = 0,9$, то возможно существование двух стационарных режимов на двух модах различных порядков. Из рисунка 3b видно, что в области изменений K_{ii}^0 от 0,2 до 0,5 возможна реализация двух режимов двухмодовой генерации. Сплошные кривые соответствуют первой паре решений для q_i и q_j , а пунктирные – второй паре. Для обоих стационарных режимов характерно то, что коэффициенты для моды с номером $n=15$ ниже, чем для моды с номером $n=18$. При дальнейшем росте K_{ii}^0 возможна реализация двух одномодовых стационарных режимов.

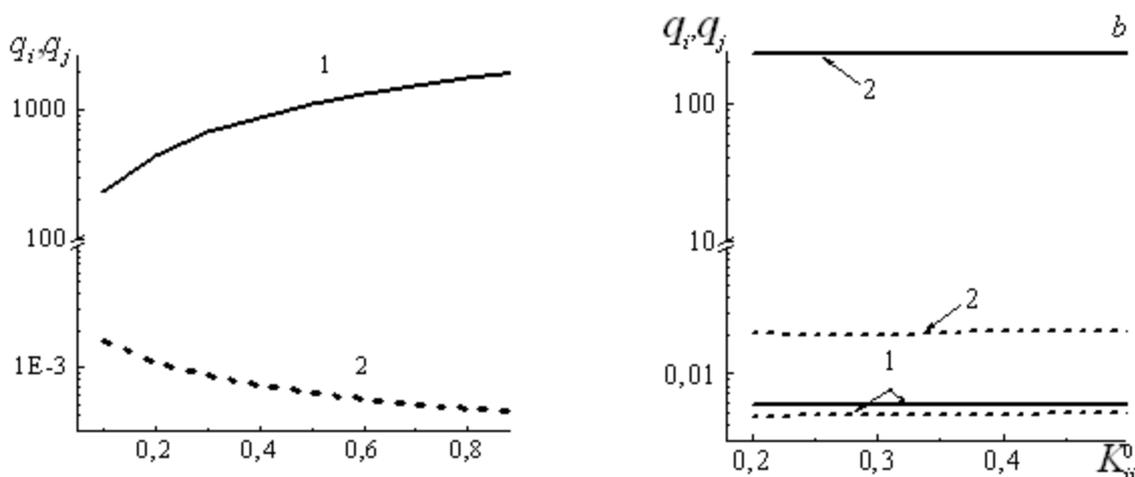


Рисунок 3 – Значения коэффициентов q_i и q_j при изменении превышения порога генерации на первой моде при $K_{jj}^0=0,1$; 1 (а); $K_{jj}^0=0,9$; 1 (б) – $n=15, s=3$; 2 – $n=18, s=2$. Сплошные кривые соответствуют первому решению, пунктирные – второму

Теоретическое моделирование преобразования электромагнитного излучения микрорезонаторами в виде полупроводниковых микроцилиндров показало, что морфология микрорезонаторов довольно сложным образом влияет на преобразование оптического излучения в модах микролазера. Установлено, что в однородных полупроводниковых микроцилиндрах может реализоваться режим одномодовой или двухмодовой генерации на морфологических резонансах, различающихся как величиной добротности, так и распределением пространственной структуры электромагнитного поля. Область существования одномодовой или двухмодовой генерации определяется соотношением коэффициентов усиления, потерь и величиной интенсивности пространственной структуры морфологических резонансов.

Список литературы

1. Богатырев, В.А., Вовченко, В.И., Красюк, И.К. // Квантовая электроника. – 2002. – Т. 32, № 6. – С. 471 – 472.
2. Moon, Hee-Jong, Kuungwon, An, J L. // Appl. Phys. – 2003. – V. 42, № 6A. – P. 3409 – 3414.
3. Moon, Hee-Jong, Kuungwon, An, J L. // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V. 80, № 18. – P. 3250 – 3252.
4. Moon, Hee-Jong // JOSA B. – 2010. – V. 27, № 3. – P. 512 – 517.
5. Bohren Craig, F., Huffman Donald, R. Absorption and scattering of light by small particles: Wiley-Interscience. – New York. – 1983. – 660 p.

6. Barber, P.W., Hill, S.C. Light scattering by particles: computational methods: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. – Singapore, New Jersey, London, Hong Kong. – 1990. – 261 p.
7. Mondry, M.J., Babic, D.I., Bowers, J.E., Coldren, L.F. // IEEE Photonics Technology Letters. – 1992.– V. 4, № 6.– P. 627 – 630.

Л.Г. Астафьева, Г.П. Леднева – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, astafev@dragon.bas-net.by.

УДК 3937 535.07

Н.В. Матецкий, А.Е. Василевич, О.Г. Харазян, Д.Ю. Дягель

РАБОТА ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА»

Практика всех естественнонаучных исследований в мире показывает, что роль персонального компьютера при проведении эксперимента постоянно расширяется. Использование датчиков физических величин, оцифровывание аналоговых сигналов, компьютерная обработка информации полученной с помощью датчиков становится нормой при проведении современного эксперимента.

Поэтому актуальной задачей развития лабораторного практикума, является внедрение информационных технологий в подготовку, проведение и обработку результатов экспериментальных данных.

Целью данной работы является изучение принципов работы полупроводникового лазера и измерение его основных параметров.

Для выполнения работы используется экспериментальная установка (рисунок 1), состоящая из персонального компьютера (1), измерительно-управляющего устройства «ТехноЛаб» (2), оптической скамьи с источником излучения (3), полупроводникового лазера (4), измерительной линейки (5), держателя с дифракционной решёткой (6), держателя с поляризатором (7), держателя с фотодиодом (8), держателя с измерительной сеткой (9), экрана (10).

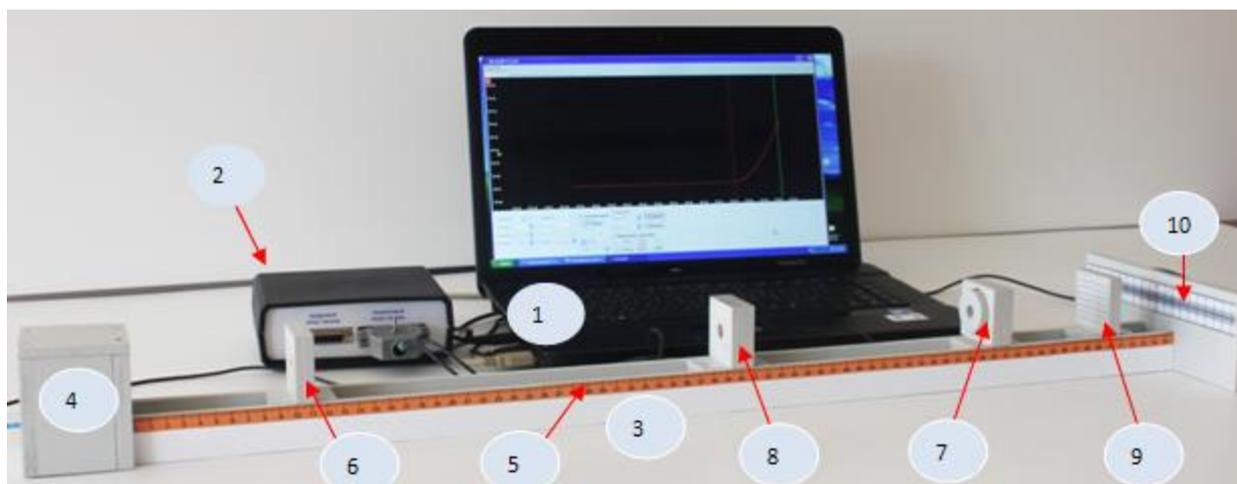


Рисунок 1 – Лабораторная установка для определения характеристик полупроводникового лазера

Функциональная схема лабораторной установки приведена на рисунке 2.

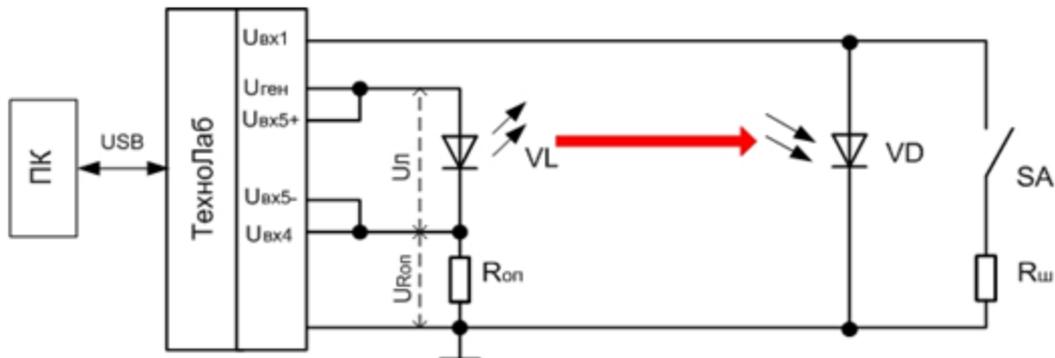


Рисунок 2 – Функциональная схема лабораторной установки

Измерительно-управляющее устройство «ТехноЛаб» преобразует аналоговый сигнал в цифровой и превращает персональный компьютер, в прибор позволяющий визуализировать результаты эксперимента. Его можно использовать в режимах мультиметра, осциллографа, источника питания, генератора сигналов, анализатор спектра и др.

Методика определения длины волны лазерного излучения.

Луч света от лазера направляется на дифракционную решетку. Дифракционная картина наблюдается непосредственно (без линзы) на экране. На рисунке 3 показаны положения дифракционных максимумов нулевого, первого, второго и третьего порядков.

Здесь l_1 , l_2 и l_3 – расстояния от центрального максимума до максимумов соответственно 1-го ($k=1$), 2-го ($k=2$) и 3-го ($k=3$), порядков; ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 – соответствующие им углы дифракции; L – расстояние от дифракционной решетки до экрана.

Если угол дифракции ϕ удовлетворяет условию $d \sin \phi_k = \pm k\lambda$, то в направлении этого угла на экране наблюдается дифракционный максимум k -го порядка. Тогда длина волны равна:

$$\lambda = \frac{d \sin \phi_k}{k} . \quad (1)$$

Производя опыт, удобнее измерять не расстояние l_k от центрального максимума до k -го максимума, а расстояние $2l_k$ между симметрично расположенными максимумами одинакового порядка.

В формуле (1)

$$\sin \phi_k = \frac{l_k}{\sqrt{L^2 + l_k^2}} , \quad (2)$$

где: L – расстояние от дифракционной решётки до измерительной шкалы; l_k – расстояние k -го дифракционного максимума от центра дифракционной картины.

Методика определения расходимости лазерного излучения.

Для определения расходимости лазерного пучка необходимо измерить диаметр пучка в горизонтальном и вертикальном направлении в разных положениях экрана (рисунок 4).

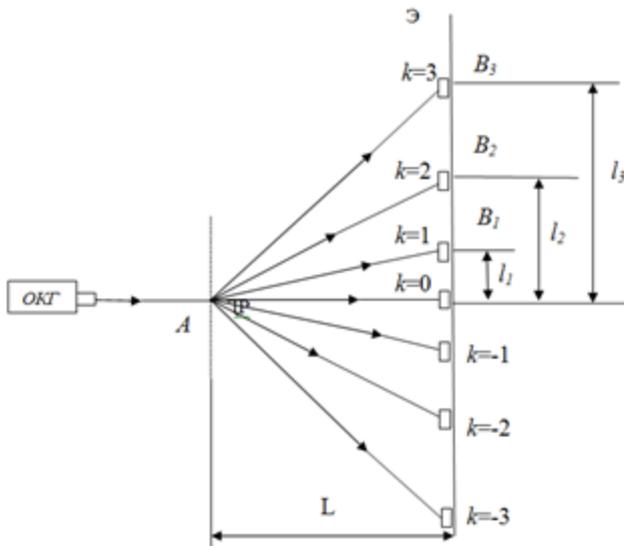


Рисунок 3 – Оптическая схема установки для определения длины волны лазера

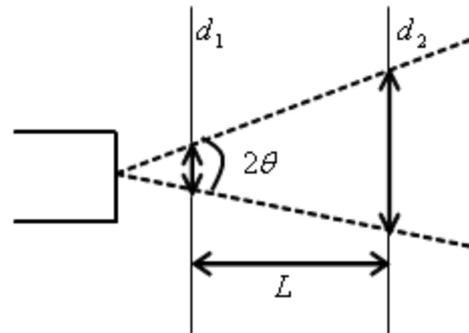


Рисунок 4 – Определение расходимости лазерного излучения

Как видно из рисунка 4, угол расходимости пучка в радианах можно оценить по формуле:

$$\theta \approx (d_2 - d_1)/(2L). \quad (3)$$

Методика экспериментального определения рабочего напряжения и рабочего тока полупроводникового лазера, работающего в режиме светодиода, а также определения сопротивления балластного резистора.

Вольт-амперная характеристика полупроводникового лазера, работающего в режиме светодиода, в области больших токов практически линейна, то есть р-п-переход ведёт себя, как обычный резистор. Для определения рабочего напряжения и тока необходимо снять вольт-амперную характеристику р-п-перехода, затем провести касательную к кривой в области больших токов. Пересечение касательной с осью напряжений отсекает отрезок, равный рабочему напряжению. Зная рабочее напряжение, по вольт-амперной характеристике можно найти рабочий ток (рисунок 5).

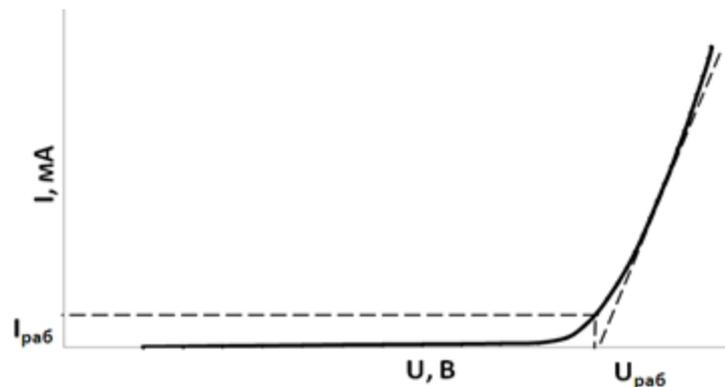


Рисунок 5 – Вольт-амперная характеристика р-п перехода полупроводникового лазера

Зная напряжение источника тока и определив по вольт-амперной характеристике рабочий ток I_p и рабочее напряжение U_p , можно вычислить сопротивление балластного резистора:

$$R_{\text{бал}} = \frac{U_{\text{уст}} - U_{\text{раб}}}{I_{\text{раб}}}. \quad (4)$$

Методика определения коэффициента полезного действия лазера.

Для расчета полезного действия лазера необходимо рассчитать полезную мощность P_n (мощность, превращающуюся в световую) и затраченную мощность P_3 (мощность, рассеянную на лазере). Коэффициент полезного действия рассчитывается по формуле

$$\eta = \frac{P_n}{P_3}. \quad (5)$$

Методика исследования зависимости степени поляризации излучения от напряжения на полупроводниковом лазере.

Одной из важнейших характеристик лазера являются поляризационные свойства его излучения, которые в полупроводниковых источниках излучения тесно связаны с величиной тока, протекающего через p - n -переход. Излучение полупроводниковых источников частично поляризовано, и его можно представить как совокупность естественного и линейно поляризованного излучения. Таким образом, можно считать, что исследуемое в работе излучение содержит две основные компоненты, одна из которых поляризована линейно, а вторая – неполяризована и не имеет постоянного соотношения фаз с линейнополяризованной компонентой. В этом случае степень поляризации излучения P можно определить, используя следующую формулу:

$$P = \frac{I_{\text{лин}}}{I_{\text{полн}}}, \quad (6)$$

где: $I_{\text{лин}}$ – интенсивность линейно-поляризованной компоненты излучения; $I_{\text{полн}}$ – полная интенсивность излучения.

Для определения степени поляризации излучения необходимо использовать поляризационный светофильтр (ПС), который представляет собой анализатор поляризационных компонент излучения. При повороте ПС вокруг оптической оси происходит изменение интенсивности излучения, прошедшего ПС. При этом степень поляризации излучения можно определить по формуле:

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}}, \quad (7)$$

где I_{max} и I_{min} соответствуют максимальному и минимальному значению интенсивности излучения, прошедшего ПС, при повороте ПС вокруг оптической оси.

В этом случае $I_{\text{max}} - I_{\text{min}}$ определяет интенсивность линейно поляризованной компоненты излучения, I_{min} – интенсивность неполяризованной компоненты (ее интенсивность не изменяется при повороте ПС относительно оптической оси), а I_{max} – полную интенсивность излучения, прошедшего поляризационный светофильтр. Вычисляя степень поляризации излучения для различных значений напряжения на полупроводниковом лазере можно сделать вывод о её зависимости от данного напряжения.

Построение графиков и обработка данных производится при помощи программы MS Excel.

Н.В. Матецкий, А.Е. Василевич, О.Г. Харазян, Д.Ю. Дягель – ГрГУ имени Я. Купалы, Гродно.

С.С. Ануфрик, А.А. Маненков, В.В. Тарковский, Г.Г. Сазонко, М.И. Игнатовский, А.В. Никитин,
А.В. Белко, М.Ф. Колдунов

СТРУКТУРНЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ И ГЕНЕРАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТА НАНОПОРИСТОЕ СТЕКЛО-ПОЛИМЕР

Разработке и созданию новых твердотельных перестраиваемых лазеров в последнее время посвящено достаточно большое количество работ. В качестве основы для создания активных элементов таких лазеров использовались различные материалы: импрегнированные органическими соединениями полимеры [1], золь-гели [2], и различные композиты, в том числе нанопористое стекло-полимер (НПС-П) [3]. Авторами [4, 5] было показано, что из всех вышеперечисленных материалов композит НПС-П имеет наилучшие характеристики. Он сочетает высокую механическую прочность с хорошими оптическими свойствами (широкий спектральный диапазон прозрачности и высокое термооптическое качество).

Однако композит НПС-П представляет собой гетерогенную среду, которая допускает вероятность высокого рассеяния света. Этот недостаток может приводить к значительному снижению качества излучения лазерных элементов [6]. По этой причине всестороннее комплексное изучение морфологии, структуры и оптических характеристик данных сред, и их влияния на генерационные характеристики, особенно на пространственно-угловые параметры излучения, является актуальным.

Основой композита НПС-П является нанопористое стекло, изготовленное из натрий-калий-боросиликатного стекла типичного состава: $4,0 Na_2O$ х $3,8 K_2O$ х $33,2 B_2O_3$ х $59,0 SiO_2$ методом кислотного выщелачивания. При тепловой обработке стекла происходит процесс ликвации, который приводит к сегрегации в химически устойчивую фазу, обогащенную SiO_2 , и неустойчивую натриево-борную фазу. После тепловой обработки стекло выщелачивают в соляной кислоте. В результате этой процедуры получается матрица SiO_2 с размером пор в диапазоне 3-7 нм и пористостью 30-40 % [7, 8].

Оптическая однородность композита НПС-П исследовалась с помощью методов голографической интерферометрии [9], а их поверхностная структура – с использованием методов атомно-силовой микроскопии. Типичный пример интерференционной картины активированного композита представлен на рисунке 1. В результате исследований установлено, что композит НПС-П, имеет довольно высокое оптическое качество: отклонение формы поверхности образцов от плоскости в центральной области не превышает 0.02 длины волны.

Изучение морфологии поверхности образцов НПС-П было выполнено с использованием атомно-силового микроскопа (АСМ) NT-206, управляемого в статическом режиме сканирования кремниевой консолью CSC 12/15. На рисунке 2 показаны типичные модели поверхностной структуры композита НПС-П, активированного пиррометеном.

Сканирование поверхностей образцов с помощью АСМ было осуществлено с различным пространственным разрешением: низким, средним, высоким, и сверхвысоким. Был измерен параметр поверхностной шероховатости - среднее арифметическое отклонение высот точек поверхности:

$$R_a = \frac{1}{N \cdot M} \sum_{y=1}^M \sum_{x=1}^N |z(x, y)|, \quad (1)$$

где $|z(x, y)|$ – элемент бугорка матрицы, полученный из просмотра под АСМ, M и N – размер матрицы высот $z(x, y)$.

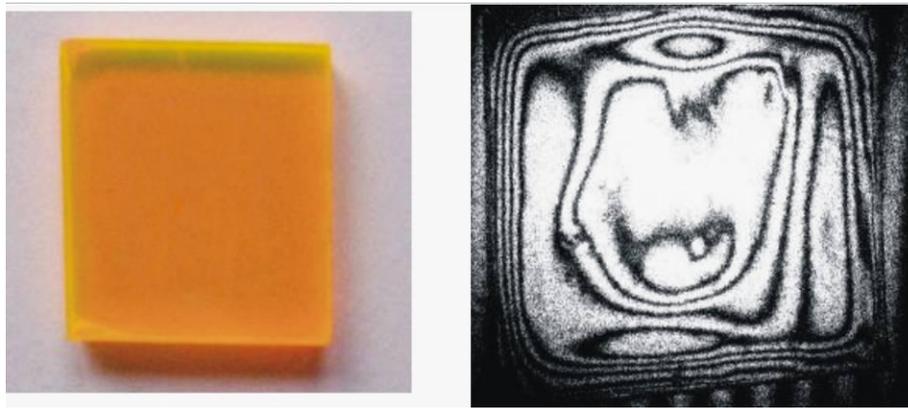


Рисунок 1 - Интерференционная картина пространственного распределения показателя преломления композита ППС-П активированного пиррометеном

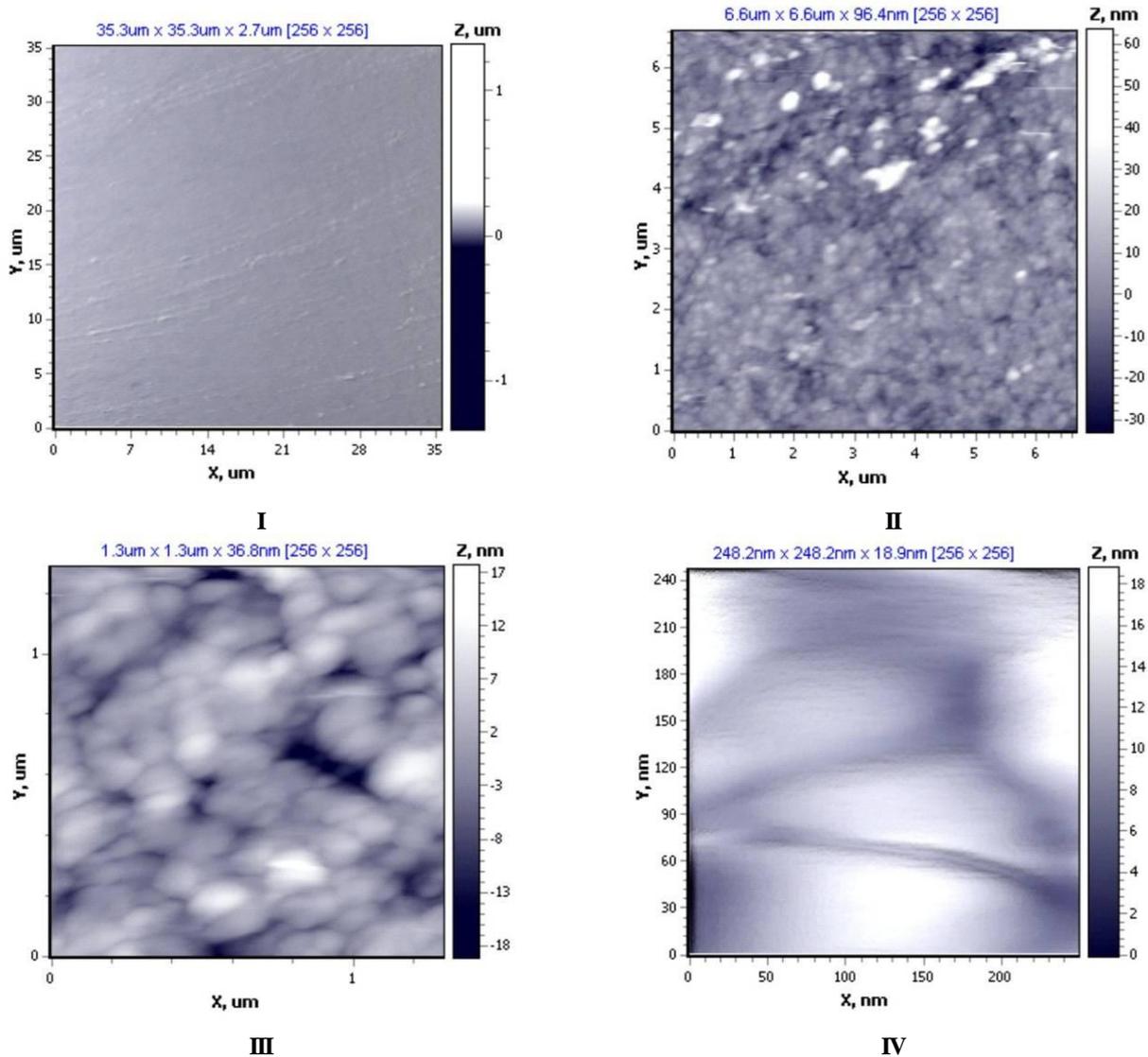


Рисунок 2 - АСМ- изображения элемента, активированного пиррометеном:
 I – с малым разрешением; II – со средним разрешением;
 III – с высоким разрешением; IV – со сверхвысоким разрешением

Как видно из рисунка 2, I, при низком разрешении поверхность обладает некоторой шероховатостью и царапинами; параметр R_a находится в диапазоне 8,8÷10,5 нм. При среднем

разрешении (рисунке 2, II) на поверхности обнаруживается наноструктура, коэффициент шероховатости равен 6,0 нм.

При высокой разрешающей способности (рисунке 2, III) хорошо различима мелкопористая морфология наноструктуры. Морфология состоит, главным образом, из сферических образований размером 80÷150 нм. Параметр шероховатости $R_a=4,0 - 4,9$ нм. На образцах, наблюдаемых со сверхвысокой разрешающей способностью (рисунок 2, IV), замечены отдельные сфероиды. Параметр шероховатости $R_a=1,9 - 2,5$ нм.

Анализ распределения пустот в матрице, а значит морфологию активной среды можно изучить методами теории перколяции. Теория перколяции работает с различными решетками, типами протекания, но для всех этих видов характерно использование генератора случайных чисел. Основные характеристики перколяционных кластеров рассмотрим на квадратной решетке (ячеечная перколяция), перколяционные параметры которой хорошо изучены [10]. Пусть имеется квадратная решетка. Каждая ячейка решетки может принадлежать либо матрице, либо пустоте. Две или более ячеек, принадлежащие наполнителю и имеющие общие стороны называются связанными. Совокупность связанных ячеек образует кластер. Если концентрация наполнителя мала, то кластеры вообще могут не образовываться. При больших концентрациях наполнителя могут появляться кластеры, простирающиеся от одной стороны решетки до другой. Такие кластеры называют протекающими. Минимальная концентрация наполнителя, при которой образуется перколяционный кластер, называется порогом протекания или пороговой концентрацией p_c . Обозначим полное число ячеек решетки через N_p , а число ячеек, занятых наполнителем N_n , тогда концентрация наполнителя p будет равна:

$$p = \frac{N_n}{N_p} \quad (2)$$

Сложность моделирования заключается в том, что в реальном композите существует большой разброс пор по размерам. Для преодоления такого рода сложностей можно ввести два пространственных масштаба: минимальный a_0 и максимальный, называемый длиной корреляции ξ . На масштабах больших ξ реальный наполнитель можно считать однородным и представлять в виде блоков с размерами $\xi \times \xi \times \xi$.

С другой стороны обнаружено, что при размерах пор $X_{II} \gg X_{IIкрит}$ на масштабах $[a_0 ; \xi]$ все характеристики среды подобны. При этом структуру композита можно считать самоподобной в промежутке от минимального a_0 до максимального ξ масштабов. Свойство самоподобия позволяет рассматривать характеристики композита на произвольном масштабе $L [a_0 ; \xi]$.

Изображение поверхности размером $N \times N$ точек, полученное методами атомно-силовой микроскопии покрывается двумерной решеткой аналогичной размерности. Интенсивность в каждой точке снимка соответствует определенной высоте рельефа поверхности. Высоты в точках снимка принимают значения от минусовых (поры) до положительных (островки). Поверхность представляется в виде системы двух уровней: нижнего и верхнего. Для этого каждой ячейке решетки присваивается одно из двух состояний: занято (верхний уровень) или пусто (нижний уровень). Ячейка решетки считается занятой, если высота в соответствующей точке снимка больше нулевого значения, в противном случае ячейка решетки считается свободной. Занятые ячейки либо изолированы друг от друга, либо образуют группы (кластеры), состоящие из ближайших соседей. Таким образом, формируются кластеры, структура которых определяется взаимным расположением занятых ячеек.

Картина распределения пор в композите после обработки снимков АСМ представлена на рисунке 3, ячейки, лежащие ниже нулевого уровня, заполнены черным цветом, а выше нулевого уровня белым. Также на рисунке представлены диаграммы распределения пор композита в зависимости от уровня усечения.

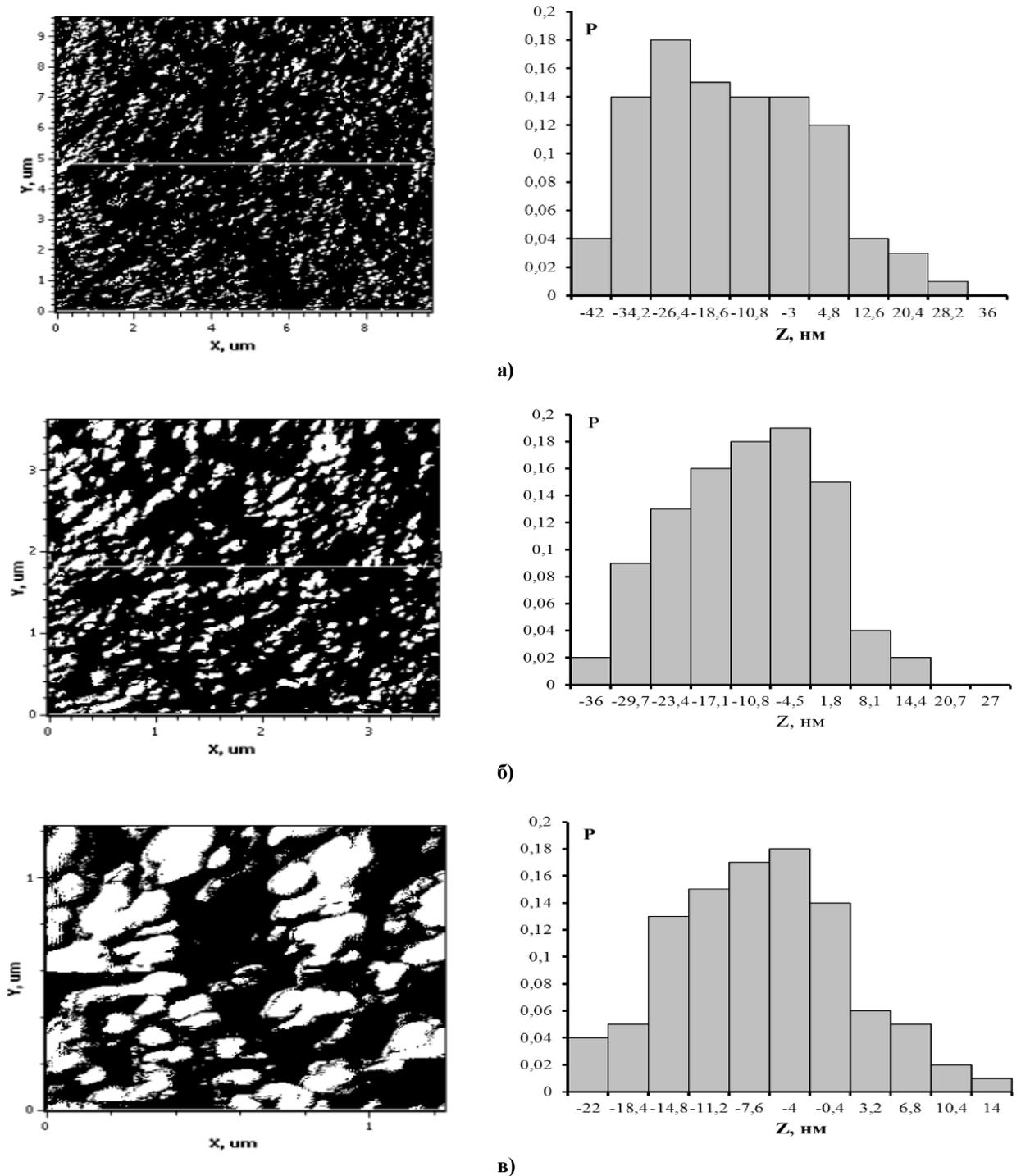


Рисунок 3 – Обработанные АСМ-снимки поверхности композита НПС-П и диаграммы распределения пор от высоты усечения: а) с малым, б) со средним и в) с большим разрешением

Анализ результатов обработки АСМ-снимков поверхности композита НПС-П показывает, что поры на поверхности образуют перколяционный кластер с порогом перколяции p_c равным 0,865 для

малого разрешения, 0,877 - для среднего разрешения, и 0,623 - при большом разрешении. Полученные результаты показывают, что заполнение пор композита по объему мономером происходит достаточно равномерно, что подтверждается результатами интерференционных исследований.

Были изучены генерационные свойства ряда элементов НПС-П, активированных различными красителями, и их связь с оптическими и структурными свойствами. Исследование выполнялось при наносекундной накачке второй гармоникой YAG:Nd³⁺ лазера, а также при микросекундной когерентной накачке в лазере-преобразователе с двухступенчатым возбуждением [11, 12]. В обоих случаях использовалась квазипродольная схема возбуждения. Протестированные элементы имели форму прямоугольных пластин с измерениями 20 мм × 5 мм × 3 мм.

Исследования эффективности генерации и ресурса работы лазерных элементов на основе композита НПС-П при наносекундной накачке показали, что максимальная эффективность генерации для пиррометенов равнялась: 75 % - ПМ597, 53 % - ПМ580, 28 % - ПМ650, а их ресурс работы составил $2 \cdot 10^3 \div 10^5$ импульсов. Для красителей феналеминового ряда эффективность генерации равнялась 40 % для Ф512 и 30 % для Ф510.

В условиях когерентной микросекундной накачки было исследовано пять лазерных элементов, активированных красителями: ПМ580, Ф510, Ф512, Ф640 и периленом. При накачке излучением с длиной волны $\lambda_{нак}^{макс} = 525$ нм эффективность генерации ПМ580 равнялась 47 %, Ф512 - 32 %, и перилена - 40 %; при этом, максимальная энергия генерации для ПМ580 составила 250 мДж, а для перилена 380 мДж. Эффективность генерации Ф510 при возбуждении $\lambda_{нак}^{макс} = 550$ нм равнялась всего 3,5 %, а Ф640 генерировал на уровне порога. Различия генерационной эффективности данных соединений связано с их молекулярной структурой и возможно неоптимальной длиной волны возбуждения.

Были проведены измерения расходимости излучения генерируемого лазерными элементами на основе НПС-П, активированного периленом, при наносекундной и микросекундной когерентной накачках по квазипродольной схеме. Для сравнения измерялась расходимость излучения раствора красителя родамин 6Ж, при тех же условиях возбуждения. Измерение расходимости генерируемого излучения производилось фотографическим методом по формуле $\theta = D/f$, где D – диаметр пятна генерации на фотопластинке, установленной в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $f = 100$ см. Обеспечение условий работы в области нормальных почернений фотопластинки осуществлялось нейтральными светофильтрами. В обоих вариантах использовался плоский резонатор. В условиях эксперимента вариацией диаметра пучка накачки обеспечивалась одинаковая плотности энергии возбуждения ($4 - 5$ Дж/см²), при которой для наносекундной и микросекундной накачек достигалась одинаковая эффективность преобразования [12]. При этом профиль распределения интенсивности накачки по сечению был достаточно однородным и соответствовал гауссовому.

Картины распределения поля излучения в дальней зоне приведены на рисунке 4. Из полученных фотографий видно, что при микросекундной накачке расходимость для родамина 6Ж в этаноле и перилена в НПС-П составила $\theta \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ рад и $\theta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ рад, а при наносекундной - $\theta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ рад и $\theta \approx 6 \cdot 10^{-3}$ рад соответственно. Таким образом, расходимость излучения, генерируемого композитом с периленом при микросекундной накачке значительно выше, чем для жидкого раствора красителя. Различие угловой расходимости излучения при микросекундном возбуждении может объясняться, тем, что при длительных импульсах возбуждения термооптические искажения твердотельной матрицы композита являются более значительными, чем

в жидкости. Увеличение угловой расходимости генерации композита при наносекундном возбуждении может быть связано с возбуждением акустических волн при интенсивной накачке. Вследствие сложной структуры материала композита (кварцевая матрица и полимер) возбуждаемые в нем акустические колебания могут приводить к дополнительным оптическим неоднородностям.

Также на рисунке 4 при когерентной микросекундной накачке отчетливо проявляется интерференционная структура поля генерации, причем, в большей степени она характерна для жидкого раствора красителя и в меньшей – для композита НПС-П. Наличие интерференционной структуры свидетельствует о влиянии тепловой дефокусировки, которая возникает вследствие изменения показателя преломления среды при интенсивном возбуждении.

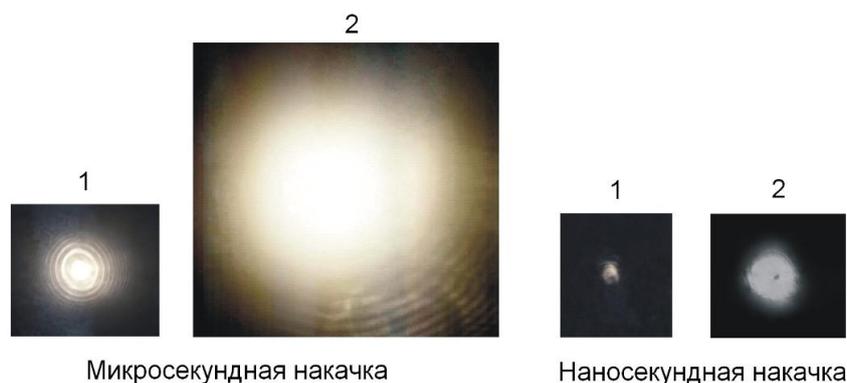


Рисунок 4 – Картины поля генерации в дальней зоне при микросекундной и наносекундной накачках: 1 – родамин 6Ж в этаноле, 2 – перилен в НПС-П

Для поглощающих сред оптическая наведенная неоднородность эквивалентна отрицательной линзе [13 – 15]. В результате первоначально коллимированный пучок приобретает большую расходимость. Оптическая сила такой индуцированной линзы зависит от энергетических характеристик пучка накачки, коэффициента поглощения среды и ее теплопроводности. Лучи после выхода из среды, в зависимости от разности фаз между ними интерферируют и на экране (фотопластинке) наблюдается характерная интерференционная картина в виде концентрических колец. Таким образом, изменение показателя преломления среды под воздействием импульса накачки микросекундной длительности приводит к существенному увеличению расходимости излучения лазера, что и наблюдается в эксперименте. Для композита НПС-П с внедренным красителем, вследствие меньшей теплопроводности полимера, заполняющего поры кварцевой матрицы, эффект дефокусировки очевидно проявляется в большей степени, чем для жидкости.

Несмотря на гетерогенную природу сложноструктурированного композита НПС-П, активные элементы на его основе обладают высокой оптической однородностью. Возможно, это указывает на то, что вариация показателя преломления в данном материале достаточно мала. Другими словами, оптическое излучение (длина волны которого намного больше, чем характеристический размер структуры), распространяющееся в данном материале, «видит» усредненный по всей структуре эффективный коэффициент преломления.

Лазерные эксперименты на образцах композита НПС-П, активизированных различными красителями, продемонстрировали довольно высокую эффективность преобразования, большой ресурс, а также хорошее качество генерируемого излучения.

Влияние светорассеяния излучения накачки и генерации на пространственно-угловые характеристики лазерных элементов на основе композита НПС-П играет второстепенную роль по сравнению с влиянием интерференционных эффектов тепловой дефокусировки.

Список литературы

1. Dyumaev, K.M., Manenkov, A.A., Maslyukov, A.A., Matyushin, G.A., Nechitailo, V.S., Tsaprilov, A.S. // Proceedings of General Physics Institute of Russian Academy of Science. – 1991. – V. 33. – 1 p.
2. Faloss, M., Cava, M., et al. // Applied Optics. – 1997. – V. 36. – 6760 p.
3. Долотов, С.М., Колдунов, М.Ф., Маненков, А.А., Роскова, Г.П., Ситников, Н.М., Хапланова, Н.Е., Цехомская, Т.С. // Квантовая электроника. – 1992. – Т.19. – 1134 с.
4. Алдэг, Г.Р., Долотов С.М., Колдунов М.Ф., Кравченко, Я.В., Маненков, А.А., Пачико, Д.П., Пономаренко, Е.П., Резниченко, А.В., Роскова, Г.П., Цехомская, Т.С. // Квантовая электроника. – 2000. – Т.30. – 954 с.
5. Koldunov, M.F., Manenkov, A.A. // SPIE Proc. – 2005. – V. 6054. – 1 p.
6. Ануфрик, С.С. Особенности расходимости излучения микросекундного твердотельного лазера на основе композита нанопористое стекло-полимер, активированного красителями. / Ануфрик С.С. // Вестник ГрГУ. Серия 2, №3. – С. 121 – 126.
7. Koldunov, M. Dye doped polymer-filled nanoporous glass - a new class of optical materials for laser optics" in Advances in Composite Materials for Medicine and Nanotechnology / Modest Koldunov and Alexander Manenkov // chapter 19. – P. 507 – 534.
8. Сперанская, Т.А., Тарутин, Л.И. // Оптические свойства полимеров. – Ленинград: Химия. – 1976. – 136 с.
9. Зейликович, И.С., Ляликов, А.М. // Успехи физических наук. – 1991. – Т. 161. – 143 с.
10. Займан, Д. Модели беспорядка: теоретическая физика однородно неупорядоченных систем / Д. Займан. – М.: Мир – 1982. – 591 с.
11. Тарковский, В.В., Курстак, В.Ю., Ануфрик, С.С. // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33. – 869 с.
12. Артемьев, Н.М., Высокоэффективный лазер-преобразователь на растворах красителей микросекундной длительности / Артемьев Н.М. // ЖПС. – 1987. – Т. 47, Вып. 5. – С. 719 – 723.
13. Сухоруков, А.П. // Успехи физических наук. – 1970. – Т. 101. – 81 с.
14. Ахманов, С.А., Сухоруков, А.П., Хохлов, Р.В. // Успехи физических наук. – 1967. – Т. 93. – 19 с.
15. Луговой, В.Н., Прохоров, А.М. // Успехи физических наук. – 1973. – Т. 111. – 203 с.

А.В. Никитин, А.В. Белко, Г.Г. Сазонко, В.В. Тарковский, С.С. Ануфрик – ГрГУ имени Я. Купалы, Гродно.
А.А. Маненков, М.Ф. Колдунов – ИОФ РАН, Москва.
М.И. Игнатовский – НИЦ проблем ресурсосбережения НАН Беларуси, Гродно.

УДК 535.8

С.С. Ануфрик, А.П. Володенков, К.Ф. Зноско

ПРИМЕНЕНИЕ ХЕСІ-ЛАЗЕРА ДЛЯ АБЛЯЦИОННОЙ ОБРАБОТКИ ЗУБНОЙ ЭМАЛИ

Выполнено экспериментальное исследование по обработке зубной ткани (эмали) излучением ХеСІ-лазера. Для облучения зубной ткани использовался электроразрядный эксимерный лазер со следующими характеристиками: энергия импульса до $E = 30$ мДж, длительность импульса по основанию 15 нс ($\tau = 7,5$ нс по полувысоте).

Для транспортировки излучения эксимерного лазера (308 нм) с целью воздействия на биологические объекты использована система на основе зеркал и линз, оптическая схема которой представлена на рисунке 1.

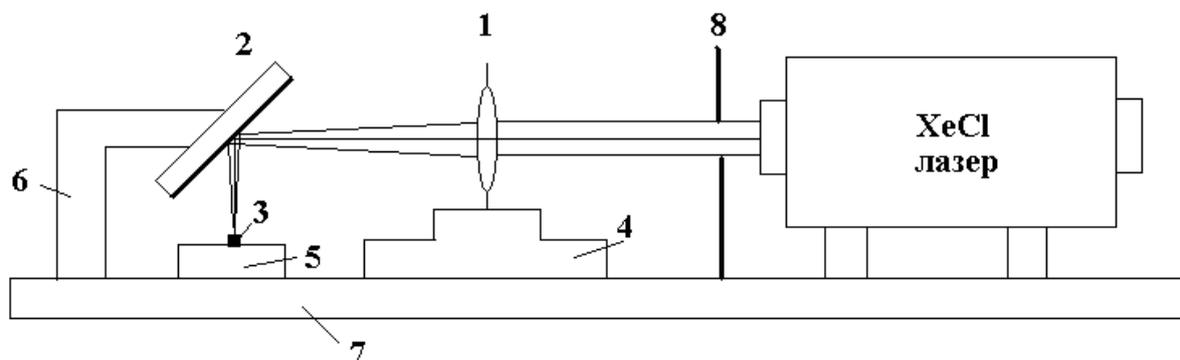


Рисунок 1 – Оптическая схема

Излучение лазера направлялось на фокусирующую линзу (1) с фокусным расстоянием 30 см. Поворотное зеркало (2) направляло сходящийся лазерный пучок на облучаемый объект (3). На кварцевую линзу (1) была нанесено просветляющее покрытие для длины волны 308 нм. Линза (1) и зеркало (2) были закреплены в держателях (4) и (6), которые обеспечивали их перемещение в вертикальном и горизонтальном направлении, а также повороты. Держатель (4) был оснащен специальным микрометрическим устройством, которое обеспечивало его перемещение вдоль оптического рельса (7). Облучаемый объект (3) располагался на юстировочной платформе (5).

При использовании фокусирующей линзы (1) с фокусным расстоянием 10 см диаметр сфокусированного излучения составляет 1мм.

Максимальная плотность энергии сфокусированного излучения определялась по формуле

$$E_{уд} = E / (\pi d^2 / 4) = 3,8 \text{ Дж/см}^2.$$

Максимальная плотность мощности сфокусированного излучения определялась по формуле

$$P_{уд} = E / (\tau \pi d^2 / 4) = 500 \text{ МВт/см}^2.$$

Энергия импульса лазерного излучения в процессе в процессе экспериментов изменялась путем использования диафрагмы 8, которая позволяла регулировать световой поток, падающий на фокусирующую линзу 1 (рисунок 1). Образцы зубной ткани облучались при использовании частоты повторения импульсов 1 Гц серией из 1000 импульсов. В таблице 1 представлена величина энергии, которая использовалась для экспериментов, и глубина образуемого кратера. Глубина кратера определялась при помощи микроскопа.

Таблица 1 – Зависимость глубины кратера (после 1000 импульсов) от плотности энергии лазерного импульса

Энергия импульса, Дж	Плотность энергии, Дж/см ²	Плотность мощности, МВт/см ²	Глубина кратера, мкм
0,003	0,382	51	6
0,005	0,64	85	28
0,01	1,27	170	45
0,015	1,91	255	131
0,02	2,55	340	209
0,025	3,18	424	327
0,03	3,82	510	616

На рисунке 2 представлена зависимость глубины кратера от плотности энергии после 1000 импульсов.

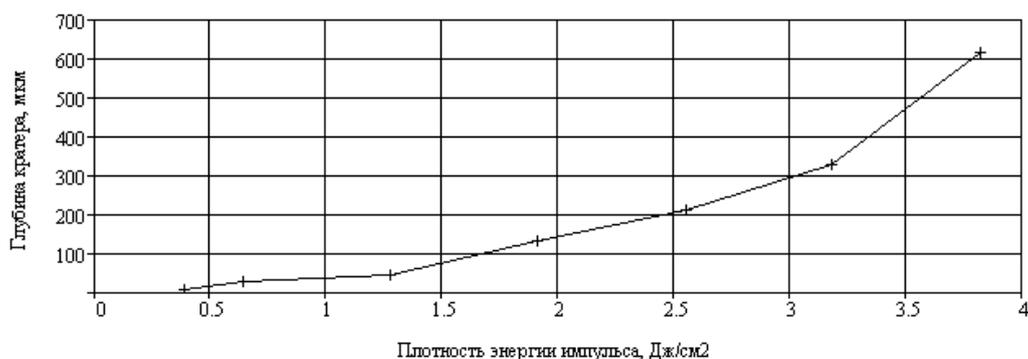


Рисунок 2 – Зависимость глубины кратера от плотности энергии (после 1000 импульсов облучения)

Из представленной данных следует, что зависимость носит пороговый характер и при плотности энергии меньшей $0,3 \text{ Дж/см}^2$ процесс образования кратеров не наблюдается.

Следует отметить, что определяющим фактором для глубины кратера является плотность мощности. По данным литературного обзора при использовании ХеСІ лазеров с плотностью энергии 5 Дж/см^2 , но с длительность импульса 60 нс получают кратеры глубиной $\sim 60 \text{ мкм}$ [1] при облучением 800 импульсами. Результаты, полученные в работе [2] при использовании АгF лазера с сопоставимой плотностью мощности, примерно совпадают с нашими данными. Поэтому на рисунке 3 представлена зависимость глубины кратера от плотности мощности лазерного излучения после 1000 импульсов.



Рисунок 3 – Зависимость глубины кратера от плотности пиковой мощности излучения (после 1000 импульсов облучения)

Следует отметить, что получают достаточно гладкие кратеры без следов обугливания (карбонизации), что указывает на то, что они образуются по абляционному механизму. Это согласуется также с данными работы [3], в которой использовался эксимерный АгF лазер.

Разработана методика и техника транспортирования лазерного излучения и управления его параметрами для абляционной обработки биологических объектов. Проведена обработка зубной эмали УФ излучением и определена зависимость величины абляции от плотности пиковой мощности излучения лазера и общего числа облучающих импульсов.

Список литературы

1. Folwaczny, M., Mehl, A., Haffner, C., Nickel, R. Substance removal on teeth with and without calculus using 308 nm XeCl excimer laser radiation - an in vitro investigation // J. Clin. Periodontol. – 1999. – V. 26. – P. 306 – 312.
2. Feuerstein, O., Palanker, D., Fuxbrunner, A., Lewis, A., Deutsch, D. Effect of the ArF excimer laser on human enamel // Lasers Surg. Med. – 1992. – V. 12, № 5. – P. 471 – 477.
3. Tomohiro, I., Ken-ichi, T., Kouji, A., Norimasa, K. Properties of human dentin surface after ArF excimer laser irradiation // J. Med. Dent. Sci. – 2008. – V. 55. P. 155 – 161.

С.С. Ануфрик, А.П. Володенков, К.Ф. Зноско – ГрГУ им. Я. Купалы, Гродно, a.volodenkov@grsu.by.